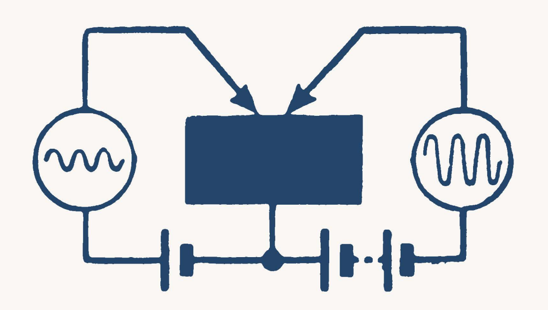
МАССОВАЯ РАДИО-БИБЛИОТЕКА

Е. Я. ПУМПЕР

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ДИОДЫ И ТРИОДЫ



Госэнергоиздат

К ЧИТАТЕЛЯМ

Выпуски массовой радиобиблиотеки служат важному делу пропаганды радиотехнических знаний среди широких слоев населения нашей страны и способствуют развитию радиолюбительства. В свете этих задач большое значение имеет привлечение радиолюбительской общественности к критике каждой вышедшей книги и брошюры.

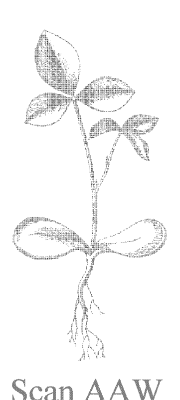
Редакция массовой радиобиблиотеки обращается к читателям данной книги с просьбой прислать свои отзывы, пожелания и замечания вместе с краткими сообщениями о своем образовании, профессии, возрасте и радиолюбительском опыте по адресу: Москва, Шлюзовая набережная, д. 10. Редакция массовой радиобиблиотеки Госэнергоиздата.

МАССОВАЯ РАДИОБИБЛИОТЕКА
ПОД ОБЩЕЙ РЕДАКЦИЕЙ АКАДЕМИКА А. И. БЕРГА

Выпуск 188

Е. Я. ПУМПЕР

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ДИОДЫ И ТРИОДЫ





ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1953 ЛЕНИНГРАД

Книга посвящена описанию действия кристаллических диодов и триодов и их применению в радиотехнике. Дан исторический обзор развития технических применений кристаллических диодов и освещено значение отечественной науки в этой области.

Книга рассчитана на подготовленного радиолюбителя, имеющего знания по физике в объеме полной средней школы.

Редактор *В. С. Вавилов* Технич. редактор *И. М. Скворцов*

Сдано в набор 11/VII 1953 г. Подписано к печати 21/IX 1953 г.
Бумага 84 × 108 1/32 Объем 9 п. л. Уч.-изд. 10 л.
Т-06859 Тираж 15 000 экз. Цена 4 руб. Зак. № 224.

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В директивах XIX съезда партии по пятому пятилетнему плану развития СССР обращено особое внимание на использование в народном хозяйстве новых научных открытий и технических изобретений.

Повышение промышленного уровня за счет освоения новой техники является необходимым условием для постепенного перехода нашего социалистического государства к коммунизму. В связи с этим в настоящее время представляют большой интерес развитие кристаллических диодов и изобретение кристаллического триода, которые привели за последние годы к совершенно новым возможностям в области электроники, имеющей сейчас широкое применение в самых разнообразных отраслях техники. Можно ожидать, что в ближайшие годы кристаллические диоды и триоды благодаря ряду преимуществ заменят электронные лампы во многих электронных устройствах и дадут возможность осуществить новые типы сложных электронных приборов, изготовление которых с использованием электронных ламп привело бы к ряду трудно преодолимых препятствий. Применение кристаллических диодов и триодов, несомненно, скажется и в радиотехнике, изменив облик многих приемных устройств, особенно переносного типа. Поэтому уже сейчас назрела необходимость ознакомления квалифицированных радиолюбителей с действием кристаллических диодов и триодов.

Настоящая книга написана именно с такой целью и содержит популярное систематическое изложение вопроса о действии германиевых и кремниевых диодов с точечными контактами и германиевых триодов, а также об их применениях в электронных схемах. Ввиду сложности явлений, происходящих в полупроводниковых приборах, и их новизны для намеченного круга читателей книга содержит элементарное описание механизма электропроводности полупроводников и процессов, происходящих в контактных слоях

между полупроводниками на основе зонной теории. Эта теория является только приближенной, но в применении к полупроводникам, повидимому, дает правильное качественное истолкование большинства явлений.

Для большей наглядности в книге приведены также схемы электрических систем, в которых электронные лампы могут быть заменены кристаллическими диодами и триодами. При этом в основном были использованы материалы, опубликованные в периодической литературе до середины 1952 г.

В настоящее время еще не установлена стандартная терминология по полупроводниковым приборам. Ввиду этого терминологию, применяемую в книге, нельзя рассматривать как окончательную.

Автор считает необходимым выразить свою признательность кандидатам физ.-мат. наук А. В. Ржанову и В. С. Вавилову, сделавшим ряд ценных указаний в процессе рецензирования и редактирования книги.

Автор

ВВЕДЕНИЕ

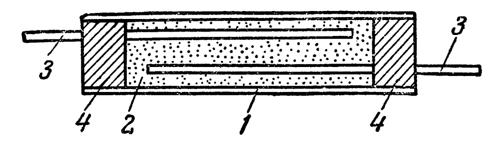
В настоящее время радиолюбителям редко приходится в своей практической работе сталкиваться с кристаллическими детекторами. Объясняется это тем, что в большинстве современных радиоприемников электронные лампы с успехом выполняют необходимые функции во всех элементах приемника. Электронная лампа может быть использована в качестве усилителя высокой и низкой частоты, детектора, преобразователя частоты, выпрямителя и т. д. Массовое производство электронных ламп различных типов в Советском Союзе сделало их доступными для советских радиолюбителей и радиослушателей. Возможность использования выпрямителей с достаточно хорошей фильтрацией и питания накалов подогревных ламп переменным током привела к тому, что отпала необходимость применения батарей и аккумуляторов для питания электронных ламп в радиовещательных приемниках. Только в отдаленных районах, где еще отсутствует сеть переменного тока, и в установках переносного типа пока ощущаются неудобства применения электронных ламп в связи с необходимыми специальными источниками питания.

Первые применения кристаллических детекторов. Современное положение, конечно, не имеет ничего общего с тем, которое существовало свыше 50 лет назад, когда изобретатель радио замечательный русский ученый Александр Степанович Попов внедрял в практику изобретенный им способ беспроволочной передачи и приема сигналов.

В своих первых опытах по приему радиосигналов А. С. Попов использовал в качестве детектора преобразователя сигнала когерер собственной, более совершенной конструкции, чем те, которые были известны ранее. Этот прибор представлял собой стеклянную трубку, наполненную мелким железным порошком (фиг. 1), заполнявшим пространство между двумя металлическими электродами — платиновыми полосками, наклеенными на нижнюю половину

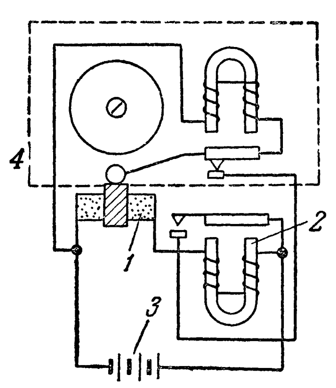
внутренней части стеклянной трубки. Трубка была заполнена порошком неполностью, так что при встряхивании частицы порошка могли перемещаться в объеме трубки.

Основное свойство когерера, благодаря которому его удалось применить для приема радиосигналов, состоит в том, что сопротивление его уменьшается в 10—100 раз, после



Фиг. 1. Конструкция когерера (вид сверху).
1 — стеклянная трубка, *2* — железный порошок, *3* — платиновые электроды, *4* — пробки.

того как к его электродам прикладывается незначительное высокочастотное напряжение. А. С. Попов использовал это свойство для управления с помощью высокочастотного электромагнитного сигнала цепью постоянного тока, в которую включен когерер. При воздействии высокочастотного сигнала на когерер его сопротивление, как уже указывалось, должно резко падать. Тогда постоянный ток через когерер, который включен в цепь батареи, должен резко возрасти, как только на него начнет воздействовать высокочастотный сигнал.



Фиг. 2. Схема первого приемника радиосигналов А. С. Попова.
1 — когерер с резиновым кольцом; *2* — реле; *3* — батарея; *4* — электрический звонок.

Но после окончания действия сигнала сопротивление когерера оставалось пониженным. Поэтому схема позволяла регистрировать только начало действия сигнала, но не давала никакого представления о том, когда сигнал закончен. Для того чтобы привести когерер в состояние с повышенным сопротивлением, которое он имел до начала действия сигнала, его необходимо было встряхнуть.

А. С. Попову удалось преодолеть этот недостаток когерера, связав его корпус с молоточком электрического звонка, который приводился в движение через реле от тока,

проходившего через когерер (фиг. 2). При воздействии на когерер высокочастотного напряжения сопротивление его уменьшалось. Ток через когерер возрастал и замыкал реле, которое включало цепь электрического звонка. Молоточек звонка, начиная колебаться, ударял о корпус когерера и встряхивал железные опилки. Если электромагнитный сигнал продолжал действовать, то сопротивление когерера сразу же после встряхивания вновь делалось малым, и звонок продолжал звонить. Если же сигнал прекращался, то сопротивление когерера после встряхивания возрастало. Реле размыкалось и размыкало цепь электрического звонка.

Такая система, предложенная А. С. Поповым, и дала ему возможность сконструировать радиоприемник, с помощью которого он демонстрировал первые передачу и прием радиосигналов на заседании Русского физико-химического общества 7 мая 1895 г.

Совокупность когерера, реле и электрического звонка выполняла в приемнике А. С. Попова функцию преобразователя электромагнитного сигнала высокой частоты в электрический ток низкой частоты, т. е. функцию детектора.

В дальнейших работах по усовершенствованию радиотелеграфа и опытах по радиотелефонии, которые А. С. Попов производил в последние годы своей жизни, ему удалось обнаружить некоторые новые свойства когерера, которые позволили ему предложить новый тип детектора. О новом детекторе А. С. Попов сообщил в своем докладе на Первом Всероссийском электротехническом съезде в январе 1900 г. и запатентовал его 12 февраля 1900 г. [Л. 1].

Новый детектор А. С. Попова, названный им усовершенствованным когерером, представлял собой фактически нормальный кристаллический детектор, впоследствии сыгравший столь важную роль в развитии приемной радиотехники. Этот детектор был изобретен А. С. Поповым при следующих обстоятельствах. В одном из опытов, проведенных им совместно с его сотрудниками П. Н. Рыбкиным и Д. С. Троицким, было обнаружено, что сигналы искровой телеграфной станции могут быть непосредственно восприняты на слух с помощью телефона, включенного последовательно с когерером. Такой эффект наблюдался в тех случаях, когда сигналы были не слишком сильны. В телефоне при этих условиях прослушивался тон искровой передачи, т. е. частота, равная числу искровых разрядов передатчика в секунду. Сопротивление когерера не принимало

столь низких значений при воздействии слабых сигналов, как при воздействии сильных сигналов, но после прекращения сигнала возвращалось к величине, которую оно имело до начала действия сигнала. А. С. Попов оценил величину сопротивления когерера во время действия сигнала от 1 000 до 10 000 *ом*. Заинтересовавшись этим явлением, А. С. Попов обнаружил, что наилучший эффект получается, когда электроды когерера сделаны из графита, находящегося в контакте с металлическими иголками.

Таким образом, усовершенствованный когерер А. С. Попова по характеру своего действия и по своим техническим свойствам соответствует кристаллическому детектору. Процесс преобразования затухающих колебаний высокой частоты в колебания низкой частоты происходит по А. С. Попову в контакте между поверхностью графита и острием металла. Это означает, что усовершенствованный когерер А. С. Попова ничем не отличается от кристаллического детектора, впоследствии примененного для тех же целей в радиоприемных устройствах.

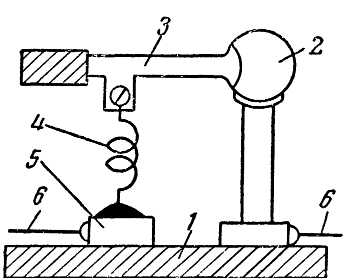
Изобретатель радио А. С. Попов, следовательно, первый применил для детектирования сигналов в радиоприемнике точечный контакт между полупроводником и металлом, используя при этом способность контактного слоя изменять свое сопротивление в зависимости от величины воздействующего на него напряжения. Усовершенствовав когерер, А. С. Попов фактически изобрел кристаллический детектор, который только с точки зрения своего конструктивного оформления отличался от детекторов, получивших применение в радиотехнике в последующие годы.

Дальнейшие применения кристаллических детекторов в радиотехнике. Последующее развитие радиотехники привело к тому, что кристаллический детектор получил всеобщее признание как необходимый и существенный элемент приемного устройства, обеспечивающий демодуляцию принимаемого сигнала. До первой мировой войны во всех приемных устройствах коммерческого и военного типов всегда фигурировал кристаллический детектор, выполнявший функцию преобразователя сигнала высокой частоты в сигнал низкой частоты.

В период первой мировой войны, когда в радиотехнику начала внедряться электронная лампа, появились первые ламповые детекторы. Сначала для этой цели применялись двухэлектродные, а потом и трехэлектродные лампы. Лам-

повые детекторы обладали одним существенным преимуществом по сравнению с кристаллическими детекторами того времени. Они обеспечивали надежную и устойчивую работу приемника, чего нельзя было тогда добиться с помощью кристаллических детекторов.

Кристаллические детекторы изготовлялись в то время из естественных кристаллов различных минералов — свинцового блеска, цинкита, пирита[1] и ряда других, являющихся проводниками электрического тока с низкой электропроводностью (*полупроводниками*). При наличии точечного контакта одного из этих полупроводников с острием тонкой металлической проволоки, свернутой в виде пружинки, можно было добиться эффекта детектирования. Не все точки поверхности кристалла обладали «чувствительностью» к детектированию. Только при слабом нажатии пружинки на поверхность кристалла детектирование получалось хорошим. Оператору при настройке приемника приходилось, таким образом, помимо настройки высокочастотных цепей заниматься еще настройкой детектора, так как постоянный контакт между металлической пружинкой и кристаллом в детекторах того времени отсутствовал. Пружинка обычно укреплялась на специальных шариковых шарнирах, позволявших вручную регулировать контакт (фиг. 3). Контакт часто бывал неустойчив, легко сбивался от сотрясения и выходил из строя.



Фиг. 3. Примерный вид конструкции кристаллического детектора.

1 — основание; *2* — стойка с шарниром; *3* — рычажок; *4* — контактная пружинка; *5* — чашечка с кристаллом, *6* — выводы.

Таким образом, кристаллический детектор, сыгравший исключительно большую положительную роль в первый период развития радиотехники, обладал в то же время рядом недостатков, которые стали выявляться по мере того, как к аппаратуре начали предъявляться более жесткие требования. Главным недостатком кристаллического детектора, как уже указывалось, являлись его неустойчивость и сложность настройки.

---

[1] Цинкит представляет собой естественный кристалл окиси цинка; пирит — сернистый колчедан.

Электронная лампа была свободна от этих недостатков. Поэтому, несмотря на ее дороговизну и сложность питания, в период первой мировой войны в военных и коммерческих приемниках начали применять электронные лампы. Применение трехэлектродной лампы позволило также увеличить чувствительность ламповых детекторов и использовать лампу одновременно как детектор и усилитель.

Ламповый детектор, кроме того, оказался пригодным для детектирования сильных сигналов, чего нельзя было добиться от кристаллического детектора, так как последний при сильных сигналах быстро выходил из строя. Между тем применение усилителей высокой частоты, а в дальнейшем — супергетеродинных приемников, приводило к тому, что на детектор приемника стали подаваться относительно большие напряжения высокой частоты. При таких условиях преимущество лампового детектора перед кристаллическим стало совершенно явным и в период после первой мировой войны, характеризовавшийся исключительно быстрым развитием ламповой техники, кристаллический детектор был фактически вытеснен из приемников коммерческой связи и военной аппаратуры. Ламповые радиовещательные приемники, которые начали в СССР выпускаться промышленностью с 1922 г., в большинстве случаев действовали с помощью ламповых детекторов.

В те времена среди многих специалистов существовало мнение, что кристаллический детектор доживает свой век. Такая точка зрения, как показала действительность, оказалась, однако, глубоко ошибочной. Кристаллический детектор, изобретенный А. С. Поповым, применяется в радиотехнике до настоящего времени и за последние годы получил особенно большое значение.

Несмотря на то что после первой мировой войны оказалось возможным заменить в приемном устройстве кристаллический детектор электронной лампой, он продолжал широко применяться в радиолюбительских приемниках. Дешевизна и простота приемника с кристаллическим детектором по сравнению с ламповым, а также возможность работы без источников питания привели к тому, что приемники с кристаллическим детектором в течение ряда лет имели широкое распространение среди радиолюбителей и радиослушателей. При наличии хороших антенн и контуров детекторные приемники давали возможность радиолюбителям осуществлять прием дальних станций.

Кристадин О. В. Лосева. В 1922 г. сотрудник Нижегородской лаборатории им. В. И. Ленина О. В. Лосев, бывший ранее радиолюбителем, сделал крупное открытие, которое получило широкое признание в Советском Союзе и за его пределами, а также усилило интерес к кристаллическому детектору. О. В. Лосев, занимаясь исследованием кристаллических детекторов под руководством чл.-корр. АН СССР М. А. Бонч-Бруевича и проф. В. К. Лебединского, обнаружил, что для некоторых кристаллов характеристика кристаллического детектора содержит участки с отрицательным сопротивлением, т. е. увеличение тока через детектор приводит к уменьшению на нем напряжения. В те времена уже было известно, что системы, обладающие такими вольтамперными характеристиками, могут быть использованы как генераторы колебаний. В радиотехнике, в частности, уже были известны дуговые генераторы высокой частоты, основанные на том, что характеристика вольтовой дуги имеет отрицательное сопротивление.

О. В. Лосев предложил использовать открытые им новые свойства кристаллических детекторов для того, чтобы осуществить с их помощью регенеративный детекторный приемник и генератор колебаний высокой и низкой частот без электронных ламп. Схема регенеративного кристаллического приемника О. В. Лосева получила название *кристадина*. Это был приемник с кристаллическим детектором, без электронных ламп с несколько меньшей чувствительностью и такой же избирательностью, какую давал одноламповый регенеративный приемник.

О. В. Лосев применял в схеме кристадина детектор, состоявший из цинкита и стальной проволочки. Цинкит предварительно подвергался специальной обработке по методу, разработанному О. В. Лосевым. При таких условиях контакт металлической пружинки с некоторыми точками поверхности цинкита приводил детектор к режиму с отрицательным сопротивлением, если к детектору подводилось нужное постоянное напряжение.

Открытие О. В. Лосева имело важное значение с двух точек зрения. Во-первых, открытый им режим отрицательного сопротивления детектора давал возможность простым и дешевым способом осуществить конструкцию чувствительного радиоприемника и маломощного генератора колебаний. Во-вторых, открытое О. В. Лосевым явление представляло собой важный и интересный факт, позволявший глубже изу-

чить те процессы, которые происходят в контактном слое кристаллического детектора.

Работы О. В. Лосева имеют также важное значение с той точки зрения, что они дали первый толчок к более широкому применению контактных свойств детектора. Если А. С. Попов первый использовал контакт металла с полупроводником для детектирования сигнала в радиоприемнике, то О. В. Лосев впервые использовал свойства такого контакта для усиления сигнала и генерации колебаний. Несомненно, результаты работ О. В. Лосева сыграли большую роль в развитии современных контактных полупроводниковых устройств и, в частности, кристаллических триодов.

Приемник по схеме кристадина пользовался в течение ряда лет заслуженной популярностью у радиолюбителей, так как эта схема без электронных ламп с питанием от двух-трех карманных батареек практически заменяла одноламповый регенератор. Что же касается генератора по схеме кристадина, то он в те времена не получил широкого распространения. Это объяснялось тем, что к таким генераторам, применения которых можно было ожидать главным образом в измерительной технике, предъявлялись более жесткие требования устойчивости и надежности в эксплуатации, чем те, которым могли удовлетворить генераторы с кристаллическими детекторами Лосева. Точки с отрицательным сопротивлением находились в кристаллическом детекторе нелегко. Такие точки требовали слабого нажатия пружинки на поверхность цинкита и потому легко сбивались. Ввиду этого для измерительных целей ламповый генератор был более пригоден, несмотря на бо́льшую стоимость.

Следует, однако, подчеркнуть, что в настоящее время положение существенно изменилось. Теперь умеют делать кристаллические детекторы с ярко выраженным участком отрицательного сопротивления характеристики и постоянным контактом. К таким детекторам относятся, в частности, германиевые детекторы, которые используются в настоящее время в конструкциях безламповых измерительных генераторов, работающих по принципу, предложенному впервые О. В. Лосевым.

Развитие электровакуумной промышленности в Советском Союзе в годы пятилеток привело к резкому увеличению выпуска электронных ламп различных типов и удешевлению их стоимости. Применение выпрямительных систем

с высококачественной фильтрацией и выпуск электронных ламп с подогревными катодами позволили полностью перевести питание радиоприемных устройств на переменный ток от электросети.

Возможность осуществления многоламповых схем приемников с высокой избирательностью и выходной мощностью, достаточной для питания громкоговорителей, привела к тому, что замена детекторной лампы кристаллическим детектором оказалась нерациональной. Незначительное удешевление многолампового приемника при замене в нем лампового детектора кристаллическим не имело смысла. Использование кристаллического детектора в приемнике ограничивало возможность применения усиления по высокой частоте, а следовательно, и избирательность приемника. Применение кристаллического детектора было заведомо нецелесообразно в супергетеродинных схемах.

При таких условиях в городских районах Советского Союза, а также в сельских местностях, где имелась сеть переменного тока, ламповые приемники стали постепенно вытеснять радиовещательные приемники с кристаллическими детекторами.

Современные применения кристаллических детекторов. Не следует, однако, думать, что кристаллический детектор был полностью вытеснен ламповым и забыт. Кристаллическим детектором продолжали интересоваться с двух точек зрения.

Во-первых, он привлекал к себе внимание физиков, интересовавшихся процессами, происходящими в контакте детектора. Действие кристаллического детектора до сего времени не представляется полностью понятным. Чтобы составить себе представление о тех явлениях, которые происходят в контакте кристаллического детектора, ученым пришлось проделать большую работу. Следует указать на исключительно важное значение работ, проделанных советскими физиками и, в частности, группой физиков, возглавляемых акад. А. Ф. Иоффе, а также проф. В. Е. Лашкаревым и его сотрудниками. Советские работы в этой области имеют ведущее значение.

Во-вторых, кристаллический детектор продолжали применять при исследовании ультравысоких частот, где он оказался наиболее пригодным. Это объяснялось тем, что входная емкость и время прохождения зарядов через кристаллический детектор значительно меньше, чем для электронной

лампы. Вследствие этих причин, а также ряда других преимуществ кристаллический детектор оказался более пригодным для ультравысоких частот, чем ламповый. Интерес к ультравысоким частотам резко возрос во время Великой Отечественной войны, а также в послевоенный период в связи с развитием радиолокации, радиоспектроскопии и других применений. Отсюда ясен тот интерес, который был вновь проявлен к кристаллическим детекторам за эти годы.

В современных приемниках сантиметровых волн кристаллический детектор может выполнять различные функции. В диапазоне сантиметровых волн, где резонансное усиление принимаемых сигналов по высокой частоте в настоящее время практически неосуществимо, кристаллический детектор обычно выполняет функцию преобразователя частоты сигнала в промежуточную частоту на входе приемника. Помимо этого основного применения, кристаллический детектор используется также часто как детектор видеоимпульсов, т. е. как детектор кратковременных импульсов длительностью порядка микросекунды, передаваемых на волнах сантиметрового диапазона. Кристаллический детектор преобразовывает такие импульсы в импульсы постоянного тока того же порядка длительности, которые потом усиливаются широкополосным усилителем. Такую функцию кристаллический детектор обычно выполняет в приемниках радиомаяковых станций.

С начала Великой Отечественной войны начались интенсивные исследования кристаллических детекторов, изучение физических явлений, которые в них происходят, и разработка конструкций детекторов, лишенных тех недостатков, которые были характерны для кристаллических детекторов старых типов. В результате проделанных исследований было установлено, что применение для детекторов специально обработанных кремния и германия в качестве полупроводников приводит к наилучшим результатам. Поэтому кремниевые и германиевые детекторы получили сейчас наибольшее распространение.

Современный кристаллический детектор не нуждается в регулировке контакта. Контакт между острием металлической пружинки и полупроводником устанавливается при изготовлении детектора, смонтированного в специальном патроне, залитом внутри специальной восковидной изолирующей массой. Благодаря этому контактная пружинка не изменяет своего положения относительно полупроводника

при эксплуатации детектора. Внешний вид патронов современных кристаллических детекторов показан на фиг. 4.

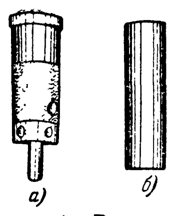
На фиг. 5 приведены две конструкции керамических патронов. Такие патроны обычно используются для волн длиннее 3 *см*.

Для волны в 1 *см* используются металлические коаксиальные патроны (фиг. 4,*б*). Они используются также для видеодетекторов трехсантиметрового диапазона. Коаксиальный патрон конструируется обычно таким образом, что он согласован с коаксиальной линией, волновое сопротивление которой имеет определенное значение (обычно 65 *ом*). Конструкция коаксиального патрона показана на фиг. 6.

На фиг. 7 показаны внешний вид и конструкция отечественного германиевого диода типа ДГ-Ц4 [Л. 2].

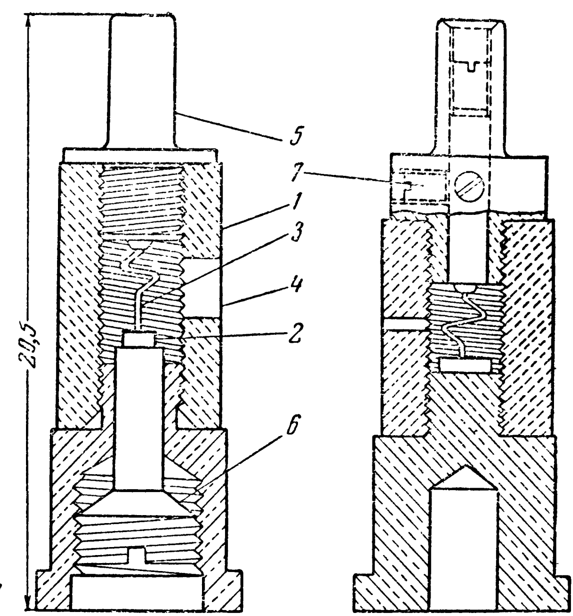
Германиевые детекторы обладают особыми свойствами, которые позволяют применять их в несколько иных условиях, чем другие типы кристаллических детекторов. В пропускном направлении германиевый детектор допускает прохождение значительных токов. Сопротивление германиевого детектора в этом направлении значительно меньше, чем для других детекторов, в то время как для обратного направления сопротивление германиевого детектора, наоборот, очень велико до сравнительно больших приложенных напряжений, порядка 50—200 *в*. При еще бо́льших напряжениях возникает резко выраженный участок отрицательного сопротивления, который соответствует участку отрицательного сопротивления, открытого О. В. Лосевым в цинките. Пользуясь такими свойствами характеристик германиевого детектора, его начали широко применять в электронных схемах в качестве заменителя маломощных ламповых диодов. Таких схем в настоящее время имеется очень много.

Применение *германиевого диода* приводит к удешевлению конструкций, уменьшению их размеров и экономии энергии питания. Участок отрицательного сопротивления германиевых диодов используется в схемах маломощных генераторов без ламп. Эти генераторы принципиально ничем не отличаются от генератора О. В. Лосева. Разница лишь в том, что современная конструкция патрона детектора и применение германия вместо цинкита позволяют сделать такой генератор значительно более устойчивым и надежным, чем это удавалось сделать во времена О. В. Лосева, т. е. 30 лет назад.



Фиг. 4. Внешний вид патронов современных кристаллических детекторов.

а — керамический патрон; *б* — коаксиальный патрон.

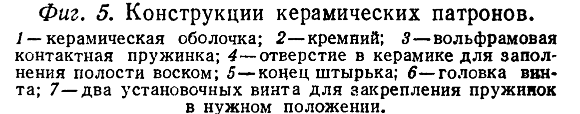


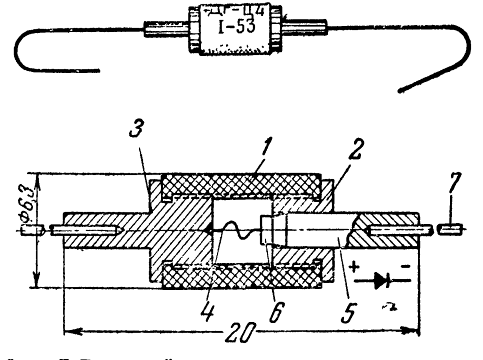
Фиг. 5. Конструкции керамических патронов.

1 — керамическая оболочка; *2* — кремний; *3* — вольфрамовая контактная пружинка; *4* — отверстие в керамике для заполнения полости воском; *5* — конец штырька; *6* — головка винта; *7* — два установочных винта для закрепления пружинок в нужном положении.

Фиг. 6. Конструкция коаксиального патрона.

1 — внешний проводник; *2* — штифт; *3* — кремний; *4* — контактная пружина; *5* — изоляционная шайба; *6* — внутренний проводник.





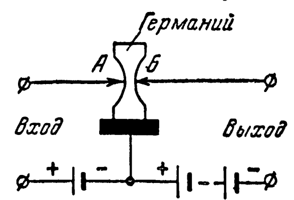
Фиг. 7. Внешний вид и конструкция отечественного германиевого диода типа ДГ-Ц4.

1 — керамическая втулка; *2* и *3* — металлические флянцы; *4* — вольфрамовая пружинка; *5* — кристаллодержатель; *6* — германий; *7* — выводы.

Особой прочностью и устойчивостью контакта характеризуются германиевые детекторы со сварным контактом, в которых острие контактной пружинки детектора приваривается к поверхности германия. Такие детекторы получили в настоящее время широкое применение в сантиметровом диапазоне волн.

Кристаллические триоды. Многочисленные исследования контактных свойств кристаллических детекторов, производившиеся за последние 10 лет, привели в 1948 г. к изобретению кристаллического триода. Это изобретение, несомненно, должно сыграть большую роль в дальнейшем развитии электроники.

Первоначальная конструкция кристаллического триода представляла собой усложненный германиевый детектор с двумя контактными пружинками. Расстояние между точками контакта обеих пружинок с германием очень мало (порядка 0,1 *мм*). Третий электрод представлял собой контакт большой площади металлической поверхности с поверхностью германия (фиг. 8). Такой полупроводниковый прибор способен выполнять функции электронной лампы, т. е. заменять электронную лампу в схеме усилителей, генераторов, мультивибраторов и т. д. В настоящее время разработаны новые типы кристаллических триодов.



Фиг. 8. Схематическое изображение кристаллического триода.

Кристаллический триод, так же как и трехэлектродная лампа, является электронным прибором, в котором небольшое изменение напряжения или тока на управляющем электроде вызывает бо́льшие изменения напряжения или тока на выходном электроде. Сигнал, задаваемый на управляющий электрод, управляет потоком зарядов, эмиттируемых в германий. Этот поток зарядов может создать бо́льшие токи и напряжения в цепи выходного электрода, чем те, которые были приложены к управляющему электроду. С этой точки зрения между вакуумной электронной лампой и германиевым кристаллическим триодом существует аналогия.

Но эта аналогия носит только внешний характер, так как механизмы распространения носителей зарядов, а также механизм управления потоком носителей зарядов в элек-

тронной лампе и кристаллическом триоде совершенно различны, что приводит к существенному различию их технических параметров.

Время перемещения носителей зарядов в толще полупроводника значительно больше, чем время пролета электрона в электронной лампе. Поэтому область применения кристаллических триодов ограничена диапазоном более низких частот. Предельные частоты, на которых способны усиливать последние образцы кристаллических триодов, определяются примерно в 50 *мггц*. Входное сопротивление кристаллического триода значительно ниже, чем входное сопротивление электронной лампы.

Указанные недостатки ограничивают области возможных применений кристаллических триодов. Но ряд особых преимуществ таких триодов заставляет предполагать, что в случаях, когда эти недостатки не являются решающими, кристаллический триод может конкурировать с электронной лампой.

Положительные свойства кристаллического триода по сравнению с электронной лампой, которые дают возможность ставить вопрос о частичной замене электронных ламп кристаллическими триодами, состоят в следующем:

1. В диапазоне высоких частот (до нескольких мегагерц) кристаллические триоды характеризуются неменьшим усилением, чем электронные лампы, а на низких частотах — даже бо́льшим.

2. Кристаллический триод работает без накала и поглощает ничтожную мощность от источника питания, оцениваемую в милливаттах, благодаря чему его к. п. д. значительно выше (может достигать 50% и более), чем к. п. д. маломощных электронных ламп.

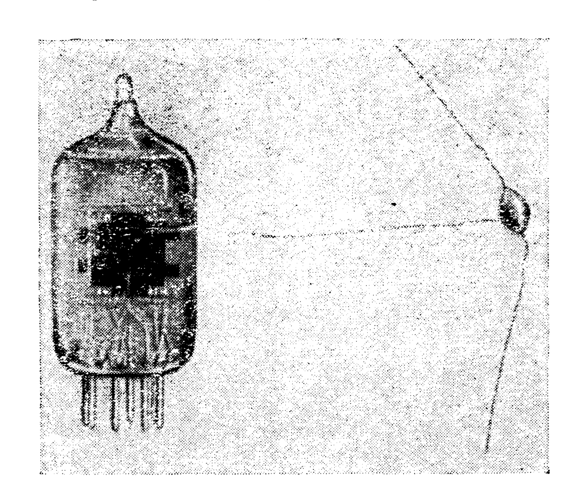
3. Кристаллический триод имеет размеры порядка 1 *см*^{3}, т. е. он значительно меньше обычной усилительной лампы (фиг. 9).

4. Устойчивость кристаллического триода и срок его службы значительно выше, чем у электронной лампы.

Малые размеры кристаллических триодов и малый расход мощности питания, а также отсутствие в них элементов, находящихся при высокой температуре, создают все необходимые условия для значительного уменьшения размеров аппаратуры. В настоящее время не может быть поставлен вопрос о полной замене электронных ламп кристаллическими триодами, так как в измерительной аппаратуре высокой

точности, в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн и в ряде других специальных случаев электронная лампа имеет несомненные преимущества по сравнению с кристаллическим триодом. Замена электронных ламп кристаллическими триодами в этих случаях, несмотря на ряд достоинств последних, вряд ли будет возможна.

Но существуют такие устройства, как массовая радиовещательная приемная аппаратура, массовые приемники переносного типа, устройства, содержащие большое количество усилительных элементов, как, например, счетные электронные машины, где хотя бы частичная замена электронных ламп кристаллическими триодами должна привести к положительным результатам и, повидимому, станет возможной в ближайшие годы. В настоящее время уже имеются публикации о выпуске промышленными предприятиями опытных образцов радиовещательных приемников, целиком построенных на кристаллических триодах.



Фиг. 9. Внешний вид одного из современных типов кристаллических триодов (справа). Слева для сравнения размеров показана нормальная усилительная лампа.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ОБЩИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИОДОВ

НЕЛИНЕЙНОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИКИ

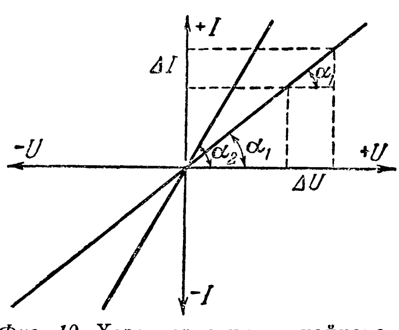
Отличительным свойством всякого сопротивления, подчиняющегося закону Ома, является прямолинейность вольтамперной характеристики. Это означает, что зависимость тока через сопротивление от приложенного к нему напряжения выражается графически прямой линией (фиг. 10).

Наклон в любой точке характеристики сопротивления определяется выражением

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\Delta I}{\Delta U} = \frac{1}{R},$$

где ΔI — приращение тока, вызываемое приращением напряжения ΔU;

R — сопротивление проводника.



Фиг. 10. Характеристики линейного сопротивления.

Для активного сопротивления, характеристика которого линейна,

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{I}{U} = \frac{1}{R}.$$

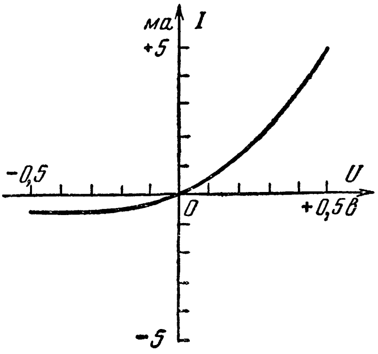
Характеристика с углом наклона α_1 на фиг. 10 соответствует, таким образом, большему сопротивлению, чем характеристика с углом наклона α_2. Характеристики проводников, которые могут быть на графике изображены прямыми линиями, называют *линейными характеристиками,* а такие сопротивления — *линейными сопротивлениями.* К линейным сопротивлениям применим закон Ома. Идеальных линейных сопротивлений, т. е. таких, для которых характеристика осталась бы линейной при любых значениях приложенных напряжений, в природе не существует.

Существуют сопротивления, для которых закон Ома перестает оправдываться уже при очень малых значениях проходящего тока. К числу таких сопротивлений относится, в частности, сопротивление точечного контакта между некоторыми полупроводниками и металлом.

Нелинейность сопротивления точечного контакта начинает существенно сказываться при очень малых приложенных напряжениях (порядка 0,1 *в*). Столь сильно выраженные нелинейные свойства характеристики такого контакта и позволяют использовать его в качестве детектора в радиотехнике.

В настоящее время, как это будет видно из дальнейшего изложения, детектирование является лишь одним из возможных применений точечного контакта полупроводника с металлом, который может быть использован как преобразователь и умножитель частоты, ограничитель тока, усилитель, генератор и т. д. В связи с этим в настоящем изложении для системы, состоящей из точечного контакта металла с полупроводником, применяется термин *кристаллический диод*. В частном случае кристаллический диод может быть использован как детектор.

Не следует, однако, думать, что кристаллом в кристаллическом диоде является только полупроводник. Термин «кристалл», которым именуют полупроводник, является условным. Кристаллической структурой характеризуются не только полупроводники, применяемые в кристаллических диодах, но также и металлы.



Фиг. 11. Типичная характеристика кристаллического детектора для небольшого участка напряжений.

Применение такого условного термина связано с тем, что в первые годы развития радиотехники в качестве полупроводников применялись естественные кристаллы.

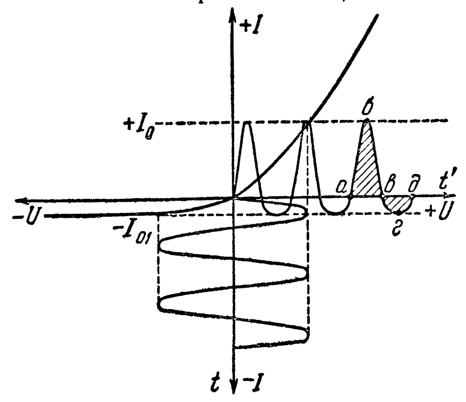
Типичная характеристика кристаллического детектора с точечным контактом для небольших пределов напряжений показана на фиг. 11. Эта характеристика заметно отличается от прямой линии. Из характеристики детектора следует, что он пропускает ток в одном направлении лучше,

чем в другом. То направление, в котором детектор лучше пропускает ток, называют направлением *прямого тока* или направлением *прямого напряжения*. Обратное направление называют направлением *обратного тока* или *напряжения*.

Рассмотрим, какое значение имеет для процесса детектирования нелинейность характеристики детектора.

Если на чисто линейное сопротивление будет действовать синусоидальное напряжение сигнала, то ток через сопротивление также будет синусоидальным.

Иначе обстоит дело для кристаллического диода, характеристика которого нелинейна. Если построить кривую тока для нелинейного сопротивления, то легко убедиться,



Фиг. 12. Графическое построение кривой тока для кристаллического диода.

что синусоидальное напряжение вызовет появление несинусоидального тока. Для нелинейной хорактеристики кристаллического диода, показанной на фиг. 12, отрицательные полупериоды тока будут сильно срезаны.

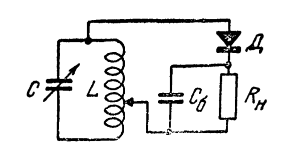
Таким образом, кристаллический диод вследствие нелинейности своей характеристики искажает форму проходящего через него тока относительно формы приложенного к нему напряжения. При синусоидальном напряжении, действующем на детектор, через него будет проходить пульсирующий ток той же частоты. Форма кривой этого тока будет заметно отличаться от синусоидальной. Известно, что действие периодического несинусоидального тока на линейный индикаторный прибор эквивалентно одновременному действию некоторой постоянной составляющей и ряда гармоник, т. е. синусоидальных токов с частотами, кратными частоте f на-

пряжения, действующего на детектор. Частоты гармоник, следовательно, будут f, $2f$, $3f$ и т. д.

Такое разложение кривой тока на гармоники и постоянную составляющую носит название разложения периодической кривой в ряд Фурье. Амплитуды и фазы гармонических составляющих токов и величина постоянной составляющей могут быть вычислены по формулам, которые выводятся из теории рядов Фурье.

Для анализа действия детектора в приемнике основной интерес представляет постоянная составляющая тока. Легко показать, что действие гармоник на выходное нагрузочное сопротивление не является существенным и может быть устранено. На фиг. 13 дана простейшая схема подключения кристаллического детектора к контуру приемника. Напряжение высокой частоты подается на детектор *Д* от контура *LC*. Благодаря наличию блокировочного конденсатора $C_б$, представляющего малое сопротивление для высокой частоты, практически все снимаемое с контура напряжение падает на детекторе.

Условное изображение кристаллического диода, показанное на фиг. 13, в настоящее время общепринято. Зачерненным треугольником обычно обозначают контактную пружину, а зачерненным прямоугольником — полупроводник.



Фиг. 13. Простейшая схема включения кристаллического детектора в приемник.

Ток детектора состоит из постоянной составляющей и гармоник высокой частоты. Гармоники высокой частоты, для которых блокировочный конденсатор $C_б$ также представляет малое сопротивление, практически проходят целиком через эту емкость, создавая в сопротивлении нагрузки $R_н$ ничтожно малые токи. Токи гармоник циркулируют, таким образом, по замкнутой цепи: детектор — блокировочный конденсатор — контур—детектор. Постоянная слагающая, наоборот, проходит только через сопротивление нагрузки, минуя блокировочный конденсатор, представляющий для нее бесконечное сопротивление. Таким образом, появление высокочастотного напряжения на контуре вызывает появление постоянной составляющей на нагрузочном сопротивлении.

Величину постоянной составляющей тока при малом на-

грузочном сопротивлении легко вычислить из графического построения на фиг. 12. Для этого следует вычислить площади *абв* и *вгд* положительного и отрицательного полупериодов тока в масштабе *ма · сек*. Разность этих площадей, деленная на время периода T, дает величину постоянной составляющей тока в миллиамперах.

Присутствие постоянной составляющей тока I_0 в цепи детектора непосредственно следует из формы кривой тока. Из фиг. 12 видно, что площади положительных полупериодов тока больше отрицательных. Следовательно, количество электричества, протекающего в прямом направлении за первый полупериод, будет больше, чем количество электричества, протекающего в обратном направлении за второй полупериод. Разность этих площадей дает среднее количество электричества, протекающего в одном направлении, за период. Эта величина, разделенная на величину периода, равна постоянной составляющей тока, называемой *выпрямленным током* кристаллического детектора.

Если сигнал модулирован, то при неглубокой модуляции выпрямленный ток через детектор будет изменяться приблизительно пропорционально изменению амплитуды модулированного колебания, т. е. изменение выпрямленного тока будет воспроизводить форму огибающей амплитуд модулированного колебания. В этом случае при включении телефона в качестве нагрузочного сопротивления можно с его помощью услышать принимаемый модулированный сигнал. Этот принцип и был использован А. С. Поповым в его усовершенствованном когерере в 1900 г.

Таким образом, благодаря искажению формы тока относительно формы приложенного напряжения, которое вносит детектор вследствие нелинейности его характеристики, оказывается возможным с его помощью преобразовать модулированный сигнал высокой частоты в сигнал низкой частоты, форма которого соответствует форме огибающей высокочастотного сигнала. Следует отметить, что рассуждения, которые здесь были приведены, справедливы для случая, когда сопротивление нагрузки детектора мало. Если же это сопротивление значительно, то падение напряжения выпрямленного тока на нагрузочном сопротивлении создаст на детекторе постоянное смещение в обратном направлении. Рабочая точка сместится тогда влево по характеристике. Это изменит количественно эффект на выходе детектора, но не изменит общей картины процесса.

ОСНОВНЫЕ РЕЖИМЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ДИОДА

В зависимости от величины напряжения, воздействующего на кристаллический диод, используются различные участки его характеристики. В связи с этим при работе кристаллического диода в качестве детектора различают два основных случая: 1) малых и 2) больших амплитуд напряжения.

В первом случае напряжение сигнала, действующего на кристаллический детектор, не превышает 1 *в*. Тогда рабочий участок характеристики кристаллического детектора близок по своей форме к участку параболы, для которой зависимость тока от приложенного напряжения имеет квадратичный характер, т. е. ток пропорционален квадрату приложенного напряжения (фиг. 12). По этой причине режим детектора, находящегося под воздействием малых амплитуд напряжения, называют *квадратичным режимом.*

При квадратичном детектировании выпрямленный ток пропорционален квадрату амплитуды приложенного синусоидального напряжения. Падение напряжения на нагрузочном сопротивлении детектора (фиг. 13) при квадратичном режиме обычно невелико и потому мало сказывается на его работе. Кроме выпрямленного тока, в детекторе возникают также гармоники частоты воздействующего на него синусоидального напряжения. При квадратичном режиме детектора через него проходят лишь токи основной частоты и второй гармоники. Эти токи не оказывают существенного влияния на процесс детектирования, так как они проходят через блокировочный конденсатор $C_б$, не создавая заметного напряжения на нагрузочном сопротивлении.

Если на квадратичный детектор действует модулированный сигнал с небольшой глубиной модуляции, то выпрямленный ток детектора начинает изменяться в такт с огибающей амплитуды модулированного сигнала. Переменная составляющая этого тока оочень близка по форме к огибающей модулированного колебания, т. е. к форме сигнала перед микрофоном передатчика. С возрастанием глубины модуляции в детекторе начинают больше проявляться гармоники частоты модуляции, т. е. возникают искажения принимаемого сигнала. Амплитуда второй гармоники частоты модуляции при квадратичном детектировании возрастает пропорционально квадрату глубины модуляции. При глубине модуляции, равной 100%, амплитуда тока второй гармоники достигает 25% от амплитуды тока частоты модуляции.

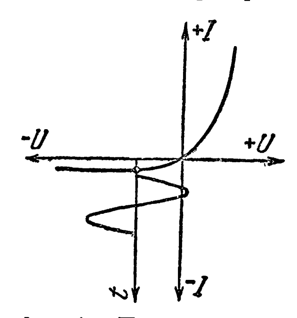
С возрастанием амплитуды сигнала рабочий участок характеристики выходит за пределы, показанные на фиг. 12, и перестает быть квадратичным. В этом случае также возможен неискаженный режим детектирования при воздействии больших амплитуд напряжения на детектор. Такие условия получаются, если сопротивление $R_н$ (фиг. 13) велико по сравнению с сопротивлением детектора в прямом направлении и произведение $C_б \cdot R_н$, характеризующее время заряда и время разряда конденсатора $C_б$, удовлетворяет условию

$$T \ll C_б \cdot R_н \ll T_м,$$

где T — период несущей частоты сигнала;

$T_м$ — период модуляции.

В этом случае конденсатор $C_б$ заряжается в течение той части периода, когда через детектор проходит прямой ток. Разряд конденсатора в течение той части периода, когда через детектор проходит обратный ток, происходит значительно медленнее. Поэтому при воздействии на детектор синусоидального напряжения на конденсаторе возникает постоянное напряжение, равное амплитуде сигнала, смещающее рабочую точку влево на эту величину (фиг. 14). Выпрямленный ток через сопротивление $R_н$ и напряжение на нем при больших амплитудах сигнала (от 2—3 до нескольких десятков вольт и выше) оказываются пропорциональными амплитуде сигнала. Поэтому такой режим детектирования получил название *линейного режима детектора.* При воздействии модулированного сигнала выпрямленное напряжение на конденсаторе до больших глубин модуляции изменяется в такт с изменением амплитуды огибающей модулированного колебания, воспроизводя, таким образом, сигнал перед микрофоном передатчика. Амплитуда напряжения низкой частоты после детектора пропорциональна амплитуде огибающей модулированного сигнала.

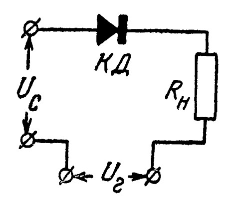


Фиг. 14. Положение рабочей точки на характеристике детектора в режиме линейного детектирования в установившемся состоянии.

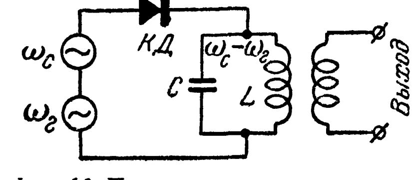
При детектировании модулированного сигнала линейный детектор вносит меньше искажений, чем квадратичный. До

последних лет в качестве линейного детектора обычно применяли ламповые диоды. Теперь, когда существуют кристаллические диоды, способные выдерживать обратные напряжения, равные нескольким десяткам вольт, в качестве линейного детектора может быть также использован кристаллический диод.

Кристаллический диод может также применяться в качестве преобразователя частоты. Такие преобразователи получили название *кристаллических преобразователей частоты*. Действие их, так же как и действие ламповых преобразователей, основано на нелинейных свойствах характеристики. Задача кристаллического преобразователя состоит в том,



Фиг. 15. Принципиальная схема кристаллического преобразователя частоты.



Фиг. 16. Принципиальная схема кристаллического преобразователя частоты с резонансным выходом.

чтобы преобразовать сигнал высокой частоты, поступающий на вход приемного устройства, в сигнал промежуточной частоты, которая обычно равна разности частот между приходящим сигналом и местным гетеродином. Такой процесс преобразования частоты будет иметь место в кристаллическом диоде *КД* в том случае, если он будет находиться под одновременным воздействием двух напряжений: сигнала U_c и местного гетеродина $U_г$ (фиг. 15). Если ω_c — частота сигнала и $\omega_г$ — частота гетеродина, то при одновременном воздействии этих частот на кристаллический преобразователь, находящийся в квадратичном режиме, через него будут проходить токи следующих частот: ω_c, $\omega_г$, $\omega_г-\omega_c$, $\omega_c-\omega_г$ и $\omega_c+\omega_г$. При приеме коротких волн и волн сантиметрового диапазона используют обычно одну из указанных разностных частот, так как эта частота оказывается более низкой, чем частота принимаемого сигнала. Благодаря этому оказывается возможным ввести в приемник усиление на разностной частоте, называемой *промежуточной частотой*.

Чтобы выделить разностную частоту на выходе кристаллического преобразователя, используют резонансную цепь, настроенную на промежуточную частоту и включенную так, как это показано на фиг. 16. Амплитуда разностной частоты оказывается пропорциональной произведению амплитуд сигнала и местного гетеродина и возрастает, таким образом, с увеличением каждой из них. С этой точки зрения выгодно увеличивать амплитуду местного гетеродина для увеличения амплитуды промежуточной частоты. На практике, однако, оказывается, что увеличение напряжения от местного гетеродина свыше 1 *в* не рекомендуется, так как при этом сильно возрастают уровень шумов преобразователя и вносимые им искажения, вследствие того что рабочий участок его характеристики выходит за пределы квадратичного участка.

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ДИОДЫ С ПАДАЮЩИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

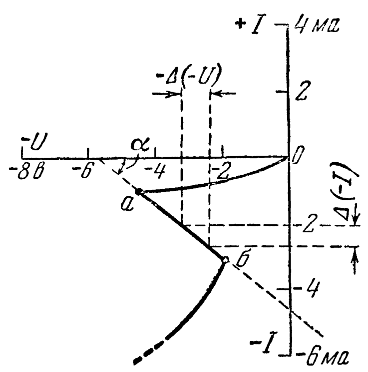
В настоящей главе уже было обращено внимание на основное общее свойство характеристик кристаллических диодов, а именно на ее нелинейную форму, которая приближается к параболической при небольших приложенных напряжениях. Был показан небольшой участок характеристики, типичный для большинства современных кристаллических диодов (фиг. 11). Из предыдущих параграфов можно убедиться в том, какое принципиальное значение имеет нелинейность характеристики кристаллического диода. Из результатов анализа следует, что детекторные и преобразовательные свойства кристаллического диода существенно зависят от формы характеристики, которая пока что рассматривалась в виде кривой параболического типа. При небольших приложенных напряжениях такое допущение весьма близко к истине для большинства кристаллических диодов. Но с увеличением напряжения все резче начинает сказываться различие в форме характеристик для разных типов кристаллических диодов.

В настоящее время область применения кристаллических диодов существенно расширилась, причем режимы их работы в зависимости от характера применения могут оказаться самыми разнообразными. Поэтому с точки зрения современных применений кристаллических диодов небольшой квадратичный участок характеристики диода недостаточен для правильного учета его действия.

О. В. Лосев впервые показал в 1922 г., что характери-

стика кристаллического диода, состоящего из цинкита и стальной контактной проволочки, обладает совершенно особыми свойствами при обратных напряжениях около 5—10 *в*.

Ветвь обратного тока одной из таких характеристик, снятых О. В. Лосевым, показана на фиг. 17. На этой кривой обратные токи и напряжения считаются отрицательными. Такое условное направление для обратных токов и напряжений будет принято и в дальнейшем изложении. Из чертежа видно, что при обратных напряжениях, приложенных к диоду, не превышающих 4 *в* (участок *Оа* на фиг. 17), отрицательная ветвь характеристики имеет нормальную форму. Особым образом ведет себя кристаллический диод после того, как обратное напряжение на нем достигает примерно —4 *в*, т. е. рабочая точка на характеристике переместится в точку *а* (фиг. 17). Тогда при увеличении тока через кристаллический диод обратное напряжение на нем начнет падать (участок *аб* на фиг. 17) до тех пор, пока рабочая точка не попадет в точку *б*. При дальнейшем увеличении тока обратное напряжение опять начнет возрастать. Участок характеристики *аб* носит название участка с отрицательным сопротивлением. Такое название связано с тем, что для данного участка приращение обратного тока $\Delta(-I)$ вызывает отрицательное приращение обратного напряжения $-\Delta(-U)$, т. е. увеличение обратного тока вызывает уменьшение обратного напряжения. Наклон участка характеристики *аб* будет, следовательно, отрицательным (фиг. 17), так как



Фиг. 17. Обратная ветвь одной из характеристик, полученных О. В. Лосевым, для детектора цинкит — сталь.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta(-I)}{-\Delta(-U)}.$$

Это видно также непосредственно из фиг. 17, так как угол α, образованный пересечением прямой *аб* с осью абсцисс, отрицателен. Сопротивление диода в пределах участка *аб*:

$$r = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} = -\frac{\Delta(-U)}{\Delta(-I)}$$

будет, следовательно, иметь отрицательное значение. Опыт показывает, что если кристаллический диод в режиме отрицательного сопротивления включен в схему последовательно с линейным сопротивлением, то электрические процессы в схеме будут определяться разностью этого сопротивления и включенного последовательно сопротивления кристаллического диода.

Кристаллический диод в режиме отрицательного сопротивления при последовательном включении будет уменьшать общее сопротивление цепи, а не увеличивать его.

Такое поведение кристаллического диода связано с процессами, возникающими в контакте в режиме отрицательного сопротивления. О. В. Лосев, открывший и изучавший впоследствии это явление, считал, что в контакте между цинкитом и стальной пружинкой возникает электрический разряд аналогично разряду, возникающему в вольтовой дуге. Несомненным во всяком случае является то, что в режиме *отрицательного сопротивления* в цепи кристаллического диода имеет место возрастание тока, вызываемое происходящими в контакте процессами. Если напряжение на кристаллический диод подается от источника э. д. с., внутреннее сопротивление которого равно r_0, то возрастание тока увеличивает падение напряжения на внутреннем сопротивлении r_0 источника э. д. с. В результате этого ток через диод увеличивается, а напряжение на диоде падает, так как это напряжение равно разности между э. д. с. источника и падением напряжения на внутреннем сопротивлении. Естественно, что увеличение тока в кристаллическом диоде в области отрицательного сопротивления происходит за счет энергии источника э. д. с.

Характерным свойством всякого сопротивления является то, что оно определяет величину изменения проходящего через него тока ΔI, вызываемого малым изменением э. д. с. источника ΔE. Действительно, согласно закону Ома

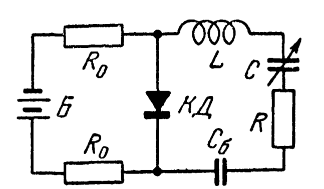
$$\Delta I = \frac{\Delta E}{r + r_0},$$

где r — сопротивление внешней цепи;

r_0 — внутреннее сопротивление источника э. д. с.

Если внешнее сопротивление равно нулю, то величина изменения тока ΔI возрастает, достигая предельного значения, ограничиваемого только внутренним сопротивлением

источника, и равно тому изменению тока, которое имеет место при коротком замыкании $\Delta I_{к.з} = \frac{\Delta E}{r_0}$. Если сопротивление внешней цепи отрицательно, то изменение тока в цепи может превысить значение $\Delta I_{к.з}$. Явление сводится к тому, что изменение приложенной э. д. с. вызывает при соответствующем режиме контактного слоя появление дополнительного тока в кристаллическом диоде в форме электрического разряда. Этот дополнительный ток увеличивает изменение тока в цепи, вызванное увеличением приложенной э. д. с. Формально существование дополнительного тока может быть истолковано так, что сопротивление контакта уменьшается до нуля и изменяет знак, делаясь отрицательным. Область отрицательного сопротивления характеристики, где напряжение на диоде падает с возрастанием тока, называют еще *участком падающей характеристики*. Обратное напряжение, при котором сопротивление контакта изменяет знак (точка *а* на фиг. 17), называется *максимальным обратным напряжением*.

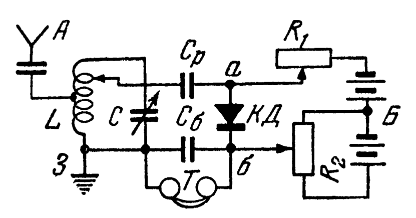


Фиг. 18. Простейшая схема генератора О. В. Лосева с кристаллическим диодом без электронных ламп.

О. В. Лосев, обнаруживший наличие падающей характеристики в кристаллическом диоде, состоящем из цинкита и стальной контактной пружинки, применил это явление, предложив схему безлампового генератора колебаний. Принципиальная схема такого генератора в простейшем виде показана на фиг. 18. К кристаллическому диоду *КД* подводится от батареи *Б* постоянное напряжение, с помощью которого рабочая точка *КД* устанавливается в участке отрицательного сопротивления характеристики.

Конденсатор $C_б$ большой емкости предохраняет источник питания от короткого замыкания при случайном замыкании пластин конденсатора *C*. Конденсатор *C*, индуктивность *L*, кристаллический диод *КД* и сопротивление *R* потерь контура образуют замкнутую колебательную цепь. Отрицательное сопротивление диода *КД* превышает активное сопротивление *R* контура. При таких условиях контур представляет собой цепь, состоящую из индуктивности, емкости и отрицательного сопротивления. Как уже указывалось, малые изменения токов, возникающих в цепи с отрицательным сопротивлением, будут усиливаться за счет электрон-

ных процессов, происходящих в контактном слое кристаллического диода, т. е. в такой системе будег происходить явление самовозбуждения колебаний на резонансной частоте контура. В цепи возникнут гармонические колебания. Сопротивления R_0 предохраняют цепи питания от токов высокой частоты.



Фиг. 19. Один из вариантов схемы кристадина О. В. Лосева.

На фиг. 19 показан один из вариантов кристадина О. В. Лосева, пригодный для использования в качестве недовозбужденного регенеративного приемника и генератора колебаний. Здесь кристаллический диод *КД* включен параллельно контуру. Как известно, сопротивление, включенное параллельно контуру, эквивалентно сопротивлению, включенному последовательно в контур, причем величина эквивалентного последовательного сопротивления

$$R_n = \frac{L}{R_ш C},$$

где $R_ш$ — сопротивление, шунтирующее контур.

Положение рабочей точки на падающем участке характеристики кристаллического диода устанавливается путем регулировки напряжения, подводимого к точкам *а* и *б*.

Величина отрицательного сопротивления, вносимого в контур кристаллическим диодом, могла регулироваться путем изменения связи с катушкой *L* контура. В случае регенеративного приема эта связь устанавливалась так, чтобы полное активное сопротивление контура было положительно, но близко к нулю, аналогично тому как это имеет место в ламповом регенеративном приемнике. Тогда затухание контура делается очень малым и контур приобретает высокую чувствительность и избирательность. Принципиально по чувствительности и избирательности кристадин лишь незначительно должен уступать ламповому регенератору. Весь вопрос состоял в том, чтобы конструкция устройства была достаточно устойчивой. С этой точки зрения в те годы камнем преткновения являлась устойчивость контакта в кристаллическом диоде. Кристаллический диод, являясь источником

отрицательного сопротивления, выполнял, кроме того, в схеме кристадина функцию кристаллического детектора, демодулируя принимаемый сигнал.

Если отрицательное сопротивление, вносимое в контур, подобрано таким образом, что оно превышает активные потери контура, то схема действует как генератор колебаний и может быть использована в качестве маломощного передатчика.

В связи с тем что устойчивость контакта в современных кристаллических диодах значительно превышает устойчивость детекторов с цинкитом, применявшихся О. В. Лосевым, схема кристадина в режиме самовозбуждения приобрела существенное практическое значение. В настоящее время нашли себе применение измерительные генераторы на германиевых кристаллических диодах, которые будут описаны ниже. Их основное преимущество состоит в малом расходе питающей мощности благодаря отсутствию накала в кристаллическом диоде и миниатюрности конструкции. Поэтому такие приборы представляют большие удобства для применения в переносной аппаратуре.

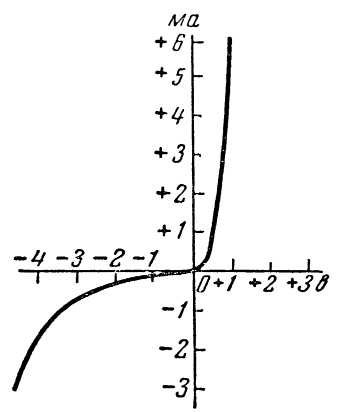
ХАРАКТЕРИСТИКИ СОВРЕМЕННЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИОДОВ

Разные типы современных кристаллических диодов обладают существенно различными характеристиками в зависимости от их назначения и способов изготовления. В настоящее время основное применение нашли себе кристаллические диоды из кремния и германия.

В радиотехнике при приеме сантиметровых волн наибольшее применение получили кремниевые диоды, характеризующиеся высокой чувствительностью и малой входной емкостью. Типичная характеристика кремниевого диода показана на фиг. 20. Здесь видно, что при нулевом значении приложенного напряжения характеристика имеет наибольшую кривизну. Это означает, что рабочая точка, соответствующая наивыгоднейшим условиям детектирования и преобразования частоты, находится в начале координат.

Кремниевый детектор, так же как и кремниевый преобразователь, действует без постоянного смещения, что весьма удобно с эксплуатационной точки зрения. Ветвь обратного тока таких диодов характеризуется большим положитель-

ным сопротивлением только в небольших пределах обратных напряжений (порядка 1 *в*). При больших обратных напряжениях сопротивление кремниевого диода начинает резко падать. Область отрицательного сопротивления в кремниевых диодах практически отсутствует. Если она и имеется, то только при таких больших обратных токах, когда вследствие сильного прогрева контакта нарушается устойчивость характеристики.



Фиг. 20. Характеристика кремниевого диода.

Рабочий участок характеристики кремниевого диода в пределах напряжений от +1 до —1 *в* близок к параболическому. Этот участок обычно и используется в режиме преобразования и детектирования. Использовать кремниевые диоды в более широком диапазоне напряжений обычно не удается, так как при больших токах нарушается выпрямляющее действие контакта.

Детектирующие и преобразовательные свойства кристаллических диодов обычно характеризуют *коэффициентом выпрямления*, который равен отношению прямого тока к обратному при прямом и обратном напряжениях, равных +1 и —1 *в*. Для кремниевого диода коэффициент выпрямления равен обычно около 20. Чем выше коэффициент выпрямления, тем лучше выпрямляющие, а следовательно, и детектирующие и преобразовательные свойства кристаллического диода.

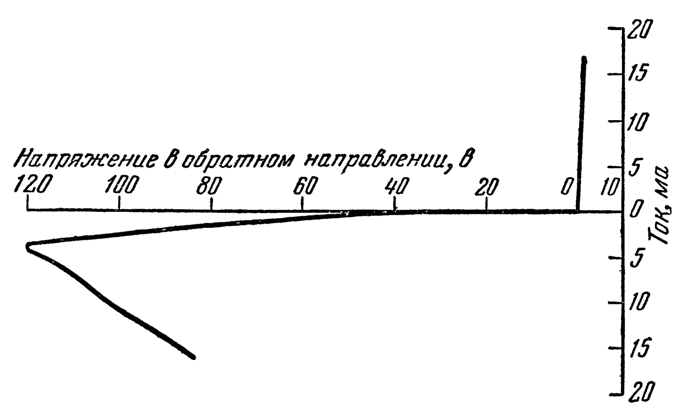
В последние годы в качестве полупроводника для кристаллических диодов стал усиленно применяться германий.

Кремний и германий твердые тела. Кремний занимает в периодической системе место во втором периоде четвертой группы. Существование германия было предсказано в 1870 г. знаменитым русским химиком Д. И. Менделеевым на основании его периодического закона элементов. Д. И. Менделеев назвал этот элемент *экасилицием*. Впоследствии он был назван *германием*. В периодической системе германий занимает место в третьем периоде четвертой группы.

Германий является полупроводником. По своим свойствам он частично примыкает к кремнию. С другой стороны, он близок к серому олову, которое, как показали Н. А. Горюнова и А. П. Обухов [Л. 3], представляет собой полупроводник.

В чистом виде германий получить очень трудно. Между тем присутствие ничтожных примесей других веществ сильно влияет на характеристику германиевого диода.

Форма характеристики германиевого диода отличается от характеристики кремниевого диода. Удается осуществить



Фиг. 21. Характеристика германиевого диода с высоким обратным напряжением.

германиевые диоды с высоким обратным сопротивлением. Высокое значение обратного сопротивления для образцов германия высокой чистоты сохраняется до значения обратного напряжения, достигающего 100 *в* и выше. Такие германиевые диоды получили название *германиевых диодов с высоким обратным напряжением.*

Нормальная характеристика германиевого диода с высоким обратным напряжением показана на фиг. 21. Эта характеристика обладает при нуле приложенного напряжения значительно более резко выраженным загибом, чем характеристика кремниевого диода, и значительно более крутым участком характеристики в прямом направлении тока. Ток обратного направления возрастает значительно медленнее, чем в кремниевом диоде. При напряжении 120 *в* сопротивление германиевого диода изменяет знак и становится отрицательным.

Благодаря высоким значениям максимального обратного напряжения, сопротивлению при обратном токе и крутизне характеристики при прямом токе германиевые диоды с высоким обратным напряжением с успехом применяются как заменители вакуумных диодов. Германиевые диоды допускают ток в прямом направлении до нескольких сотен миллиампер и более и имеют сопротивление при обратном токе от 10 000 *ом* до 1 *мгом*. Коэффициент выпрямления германиевых диодов имеет обычно порядок 100.

Такие свойства германиевых диодов позволяют их использовать вместо ламповых диодов в схемах выпрямителей дискриминаторов, ограничителей, восстановителей постоянной составляющей тока и т. д. Во всех этих случаях важно, чтобы при достаточно большом обратном напряжении сопротивление диода было возможно большим и рабочая точка не заходила в область отрицательного сопротивления характеристики. Поэтому германиевые диоды, предназначенные для таких применений, должны обладать возможно бо́льшим значением максимального обратного напряжения.

Германиевые диоды, используемые в качестве генераторов по схеме кристадина, должны, наоборот, обладать невысоким значением максимального обратного напряжения. В противном случае требовалось бы высокое напряжение источников питания, чтобы перевести рабочую точку на характеристике в область отрицательного сопротивления. Во всех этих случаях форма характеристики регулируется путем очистки германия, специальной обработки его поверхности и введения в него определенных количеств специальных примесей.

Германиевые диоды с высоким обратным напряжением выпускаются нашей промышленностью. В 1953 г. опубликованы данные восьми таких диодов [Л. 2]. Их внешний вид, конструкция и размеры показаны на фиг. 7, а области применения и основные технически данные при температуре 20° С приведены в табл. 1.

Выпрямляющие свойства германиевых диодов типа ДГ-Ц хорошо сохраняются и при высоких частотах. При частоте 100 *мггц* выпрямленный ток падает менее чем в 2 раза по сравнению с выпрямленным током при низких частотах.

В последние годы получили также распространение германиевые диоды со сварными контактами. В таких диодах острие контактной пружинки с помощью специально разра-

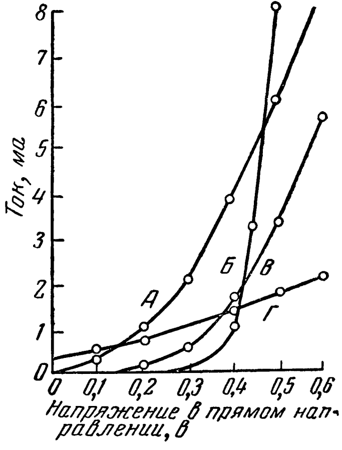
Таблица 1

Тип	Максимальное рабочее напряжение при обратном токе, *в*	Максимальное обратное напряжение, *в*	Прямой ток при напряжении +1 *в*, *ма*	Максимальный продолжительный выпрямленный ток, *ма*	Область применения
ДГ-Ц1	50	—	2,5	25	Измерительная аппаратура, видеодетектор, АРУ, частотный детектор супергетеродинного приемника
ДГ-Ц2	50	75	4	25	То же
ДГ-Ц3	50	100	2,5	25	Восстановитель постоянной составляющей и ограничитель амплитуды
ДГ-Ц4	75	100	2,5	25	Детектор супергетеродинного приемника, АРУ
ДГ-Ц5	75	100	1	25	То же, что ДГ-Ц3
ДГ-Ц6	100	125	2,5	25	Выпрямитель
ДГ-Ц7	100	125	1	25	Выпрямитель, ограничитель амплитуды, восстановитель постоянной составляющей
ДГ-Ц8	30	50	10	50	Измерительные схемы, индикаторы уровня, видеодетектор

ботанных методов приваривается к поверхности германия. Такие диоды отличаются значительной механической прочностью контакта и допускают токи в прямом направлении, доходящие до 0,1 *а*. В направлении обратного тока сопротивление этих детекторов падает значительно быстрее, чем в германиевых диодах с высоким обратным напряжением.

В направлении прямого тока характеристика германиевого диода со сварным контактом имеет форму, очень близ-

кую к экспоненциальной. Крутизна характеристики в направлении прямого тока для такого диода еще больше, чем для германиевого диода с высоким обратным напряжением, но загиб характеристики при сварном контакте находится не при нуле напряжения. Поэтому такой детектор требует небольшого положительного смещения (порядка 0,5 *в*).



Фиг. 22. Характеристики диодов различных типов.

А — кремниевый, *Б* — германиевый со сварным контактом; *В* — германиевый с высоким обратным напряжением, *Г* — вакуумный диод.

Характеристика диода со сварным контактом для тока в прямом направлении показана на фиг. 22 (кривая *Б*). Здесь же для сравнения показаны характеристики других диодов и нормального лампового диода (кривая *Г*). Из приведенного графика следует, что кристаллические диоды всех типов обладают характеристиками с большей крутизной в прямом направлении тока, чем ламповый диод.

Благодаря резко выраженному загибу характеристики германиевые диоды со сварным контактом получили применение в качестве видеодетекторов, преобразователей и умножителей частоты.

ГЛАВА ВТОРАЯ

СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

ПРОВОДНИКИ, ПОЛУПРОВОДНИКИ И ДИЭЛЕКТРИКИ

Основные процессы в кристаллическом диоде протекают в контактном слое между полупроводником и острием контактной пружинки. Чтобы составить себе представление об этих процессах, следует прежде всего ознакомиться с общими свойствами полупроводников, металлических проводников и изоляторов.

По своим электрическим свойствам эти три класса веществ различаются прежде всего своим удельным сопротив-

лением[1]. Наименьшим удельным сопротивлением обладают металлические проводники. Удельное сопротивление металлов имеет порядок 10^{-5} *ом см*. Удельное сопротивление полупроводников имеет порядок $10^{-3} \div 10^{10}$ *ом · см*. Диэлектрики характеризуются несравненно бо́льшим удельным сопротивлением. Удельное сопротивление диэлектриков имеет порядок $10^{14} \div 10^{16}$ *ом · см*.

Как известно, твердое тело состоит из расположенных в определенном порядке атомов химических элементов, входящих в его состав. Совокупность этих атомов носит название *кристаллической решетки твердого тела*. Различные твердые тела в зависимости от их химического состава характеризуются различным расположением атомов, т. е. различной структурой кристаллической решетки. Такое упорядоченное расположение атомов в кристаллической решетке твердого тела связано с электрическими взаимодействиями между внешними электронами атомов твердого тела. Обычно в твердом теле упорядоченное расположение атомов ограничивается маленькими объемами, так называемыми *кристаллитами*. В областях объема тела, граничащих с данным кристаллитом, расположены другие кристаллиты. В каждом кристаллите атомы расположены в одинаковом порядке, т. е. кристаллическая решетка одинакова, но направления (ориентировка) кристаллической решетки в соседних кристаллитах различны. Такие тела носят название *поликристаллов*. Твердые тела, состоящие из одного кристаллита, называются *монокристаллами*. Некоторые монокристаллы встречаются в естественных условиях, но могут быть получены и искусственным путем.

Проводимость в твердых телах осуществляется чаще всего за счет валентных электронов. Под такими электронами понимаются электроны, содержащиеся во внешней электронной оболочке атомов твердого тела, способные легко покидать атом и переходить на соседние атомы. Как известно, атомы состоят из положительно заряженных ядер и ряда окружающих их электронных оболочек. Общий отрицательный заряд электронов в атоме равен положительному заряду ядра. Число электронов равно порядковому номеру атома в периодической системе Д. И. Менделеева.

---

[1] Под удельным сопротивлением имеется в виду сопротивление кубика вещества с ребром в 1 *см*.

Электроны в изолированных атомах испытывают сложные движения вокруг ядра. В зависимости от среднего расстояния между данными электроном и ядром, электрон обладает некоторой энергией. Эта энергия может иметь не любые, а только некоторые дискретные[1] значения. Различным средним расстоянием электронов от ядра соответствуют разные энергии электронов. Наибольшей абсолютной величиной потенциальной энергии и кинетической энергией обладают электроны, расположенные ближе к атомному ядру.

Валентные электроны атомов наиболее удалены от ядра и потому наименее сильно связаны силами взаимодействия с ядром. Чтобы вырвать внешний электрон из атома, требуется меньшая энергия, чем для вырывания внутреннего электрона.

По этой причине валентные электроны, которые могут под действием малых сил переходить на соседние атомы, могут при известных условиях под действием приложенного электрического поля участвовать в переносе электрических зарядов.

Валентные электроны, движущиеся по внешней оболочке атома, определяют собой также его способность вступать в химические реакции с другими атомами. Число валентных электронов в атомах различных веществ может быть различным. Чем больше валентных электронов на наружной электронной оболочке, тем труднее такие электроны переходят на другие атомы. В атомах металла обычно имеется по одному валентному электрону, который слабо связан с атомом. Число валентных электронов в атоме определяет собой химическую валентность элемента.

В полупроводниках число валентных электронов бывает больше. Так, например, в кремнии и германии имеется по четыре валентных электрона. Они являются четырехвалентными элементами, в которых внешние электроны связаны с атомом сильнее, чем в металлах.

Атомы различных элементов содержат различное число электронов, равное их порядковому номеру в периодической системе Д. И. Менделеева. Несмотря на это, энергии валентных электронов не сильно различаются для различных атомов, так как добавочные электроны располагаются несколь-

---

[1] Дискретные значения — значения, отделенные конечными интервалами от ближайших возможных значений.

ко ближе к ядру. Общие размеры электронной оболочки остаются примерно теми же.

При рассмотрении твердого тела состояние валентных электронов, входящих в данный атом, нельзя рассматривать изолированно от других атомов. Ввиду близости соседних атомов и их электронных оболочек и относительной удаленности валентных электронов от их атомных ядер взаимодействие между валентным электроном и соседними атомами может быть таким, что валентный электрон может перейти на другой атом под действием небольшого толчка. Поэтому при рассмотрении процессов в кристаллической решетке движение валентного электрона нельзя рассматривать как связанное с ядром данного атома. Валентные электроны, непрерывно переходя от одного атома к другому, испытывают сложные движения, перемещаясь на близко расположенные атомы. Переход такого электрона на соседний атом может в свою очередь изменить состояние валентного электрона другого близкого атома, а значит и его движение. Таким образом, состояние одного валентного электрона будет зависеть от состояния другого, близкого к нему. Ввиду этого при рассмотрении вопроса об электропроводности твердого тела следует рассматривать совокупность движения всей массы этих электронов.

Энергия каждого из валентных электронов в твердом теле будет при таких условиях определяться не только его взаимодействием с тем атомом, в области которого он в данный момент находится, но также и силами взаимодействия с другими атомами и их электронами, а особенно с теми из них, которые расположены близко от него. По этой причине валентные электроны атомов, составляющих твердое тело, получили название *коллективизированных электронов.*

ПОНЯТИЕ О ДИАГРАММЕ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИЙ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ МЕТАЛЛА

Чтобы найти связь между электропроводностью металла и свойствами валентных электронов, определяющих собой величину электропроводности, следует прежде всего разобраться в вопросе об энергетических свойствах коллективизированных электронов.

Для того чтобы этот вопрос приобрел бóльшую ясность, целесообразно рассмотреть более знакомый пример из радиотехнической практики, который может привести к неко-

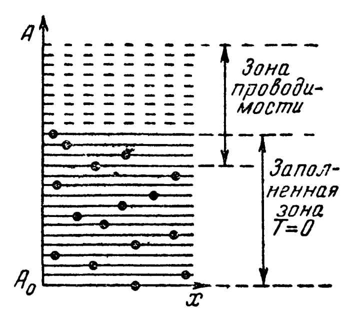
торой внешней аналогии с рассматриваемыми процессами. Предположим, что изучается поведение нескольких связанных резонансных контуров, параметры которых совершенно одинаковы. Если бы эти контуры с одинаковыми индуктивностями, емкостями и сопротивлениями не были между собой связаны, то их резонансные частоты были бы одинаковы. При воздействии на каждый из них синусоидального напряжения на резонансной частоте в контурах возникли бы одинаковые амплитуды токов и напряжений. Совершенно иначе будут вести себя эти контуры, если они будут между собой индуктивно или емкостно связаны. Тогда, несмотря на их идентичность, благодаря их взаимодействию между собой максимум напряжения или тока в каждом из контуров будет наблюдаться при различной частоте внешнего воздействия. Частоты свободных колебаний таких контуров также будут различны. При воздействии на такую систему контуров синусоидального напряжения определенной частоты, близкой к резонансной, амплитуды токов и напряжений в контурах будут различаться. Различной будет, следовательно, и энергия колебаний в каждом из контуров.

Подобно тому как несколько связанных между собой резонансных контуров нельзя рассматривать независимо, нельзя рассматривать изолированно от других атомов и энергетические свойства электронов какого-либо одного атома.

Если взять отдельно два идентичных атома какого-либо металла, находящихся достаточно далеко один от другого, так что силами взаимодействия между ними можно пренебречь, то соответствующие их электроны обладали бы одинаковой энергией. Другое дело, когда атомы входят в кристаллическую решетку твердого тела. В этом случае атомы расположены близко один от другого и взаимодействуют между собой. Энергия каждого из электронов будет тогда определяться совокупностью всех атомов кристаллической решетки, так как каждый электрон будет представлять собой связанную систему, взаимодействующую со своими соседями. Поэтому энергия всех валентных электронов, которая была бы одинаковой, если бы атомы были далеко раздвинуты, будет принимать различные дискретные значения, когда атомы будут составлять кристаллическую решетку, т. е. когда валентные электроны коллективизированы. Строго говоря, для внутренних электронов, расположенных близко к атомному ядру, будет иметь место такое же положение, но так как для этих электронов силы взаимодействия

с атомным ядром значительно больше, то силы взаимодействия с другими атомами будут по сравнению с ними малы и практически не будут сказываться.

Из современной теории твердого тела следует, что *в твердом теле не может существовать двух электронов с одинаковыми уровнями энергии*[1]. Все электроны, входящие в атомы данного твердого тела, характеризуются различными уровнями энергии. Число возможных уровней энергии для коллективизированных электронов твердого тела, при абсолютном нуле температуры, равно, следовательно, числу энергетических состояний этих электронов во всех атомах данного тела. Эта величина равна произведению из числа атомов в данном образце твердого тела на количество валентных электронов в атоме, т. е. зависит от размеров тела.



Фиг. 23. Диаграмма уровней энергий электронов для металлического проводника при абсолютном нуле температуры.

Электрические свойства твердого тела удобно характеризовать с помощью диаграммы уровней энергии электронов. Число таких уровней для данного образца будет равно числу имеющихся в нем возможных уровней энергии для коллективизированных электронов. Диаграмма уровней энергии электронов для металлического проводника показана на фиг. 23.

По вертикальной оси *A* диаграммы отложено значение полной энергии электронов. Каждая горизонтальная линия соответствует уровню энергии валентного электрона одного из атомов металлического проводника. По оси *x* отложено расстояние от выбранного начала координат. Так как все коллективизированные электроны рассматриваемого металлического тела характеризуются различными уровнями энергии, то при всех значениях *x* данную энергию может иметь только один электрон.

[1] Строго говоря, одинаковый уровень энергии могут иметь два электрона с противоположными направлениями магнитных моментов. Для простоты изложения в дальнейшем будет использована первая формулировка, так как она не вносит качественных изменений в результаты последующих рассуждений.

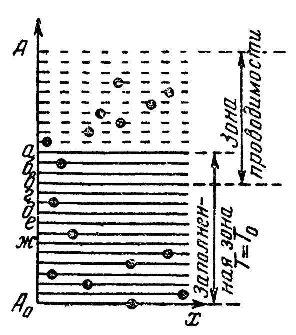
Приведенная диаграмма справедлива для одномерного тела. На самом деле все тела характеризуются трехмерным объемом. Однако, проводя (для простоты) рассуждения для одномерной системы с одной пространственной координатой x, мы нисколько не исказим качественную картину явления.

При абсолютном нуле температуры все нижние уровни энергии, изображенные на фиг. 23 сплошными горизонтальными прямыми, соответствующие минимальным значениям полной энергии электронов, заполнены. Электроны, заполняющие эти уровни, показаны в виде точек. Каждому уровню энергии соответствует один электрон в каком-либо атоме металла. Эта полоса уровней носит название *заполненной зоны,* или *валентной зоны.* Ни одного незаполненного уровня при абсолютном нуле температуры в заполненной зоне нет. Верхние уровни энергии электронов при абсолютном нуле температуры свободны, электроны в них отсутствуют. Эти уровни показаны на фиг. 23 в виде горизонтальных пунктирных прямых и соответствуют возможным уровням энергии коллективизированных электронов при абсолютной температуре, отличной от нуля. Эта полоса уровней носит название *зоны проводимости* или *свободной зоны.* Для металла нижняя часть зоны проводимости может перекрываться с верхней частью заполненной зоны, как это показано на фиг. 23.

Как уже указывалось, число уровней электронов в металле определяется числом атомов в объеме металла, т. е. его плотностью и размерами образца. С изменением плотности металла или же его размеров будет изменяться густота уровней на фиг. 23. Но верхняя граница заполненных уровней останется независимой от объема металла.

Диаграмма, показанная на фиг. 23, справедлива для случая абсолютного нуля температуры. В этом случае все электроны находятся в заполненной зоне. При комнатной температуре вследствие наличия теплового движения некоторая часть электронов, находящаяся вблизи верхней границы заполненной зоны, переходит на свободные уровни в зону проводимости, откуда они через некоторое время переходят назад. Взамен этих электронов другие электроны переходят из заполненной зоны в зону проводимости. В среднем оказывается, что в зоне проводимости всегда есть некоторое количество электронов, а в заполненной зоне — такое же количество незаполненных уровней вблизи ее верхней границы. Диаграмма уровней энергии электронов для такого

случая показана на фиг. 24. Как видно из диаграммы, семь уровней — *а*, *б*, *в*, *г*, *д*, *е* и *ж*, близких к верхней границе заполненной зоны, не заполнены электронами. Такое же количество электронов находится в зоне проводимости, куда они в какой-то момент перешли из заполненной зоны. Эти семь электронов могут при наличии приложенного поля переходить на имеющиеся в зоне проводимости близкие уровни, не заполненные электронами, т. е. на другие свободные траектории. Такие переходы будут иметь направление, определяемое направлением приложенного поля. Электроны, находящиеся в зоне проводимости, будут, следовательно, носителями зарядов проходящего через проводник электрического тока. Такие электроны, занимающие в зоне проводимости уровни, близкие к незаполненным уровням, называют *свободными электронами.*



Фиг. 24. Диаграмма уровней энергии электронов для металлического проводника при температуре, отличающейся от абсолютного нуля.

Если бы в металле не существовало уровней в зоне проводимости, т. е. не существовало бы свободных энергетических уровней, характеризующихся более высокими энергиями валентных электронов, чем те, которые соответствуют уровням заполненной зоны, то электроны могли бы только меняться местами со своими соседями, но не могли бы переходить на свободные места. Действительно, на каждом уровне может находиться только один электрон. Свободные уровни, не заполненные электронами, отсутствуют. Следовательно, нет такого свободного уровня энергии, на который электроны могли бы перейти под действием электрического поля. Несмотря на наличие коллективизированных электронов, свободных электронов в металле не было бы и проводимость отсутствовала бы.

Следовательно, проводимость в металле определяется не только наличием коллективизированных электронов, но и наличием свободных уровней в зоне проводимости, куда эти электроны могут переходить под действием теплового движения.

При комнатной температуре не все коллективизированные электроны переходят в зону проводимости, а только их

небольшая часть. В среднем в каждый момент времени менее $^1/_{100}$ всех коллективизированных электронов находится в зоне проводимости и участвует в процессе прохождения тока через металл. Если в процессе прохождения тока участвует $^1/_{100}$ общего числа валентных электронов, то это число все же равно около 10^{20} на 1 *см*^{3}.

Можно себе, однако, представить и другой механизм электропроводности в металле. Согласно фиг. 24 при нормальной температуре в заполненной зоне также имеются уровни энергии, в которых отсутствуют электроны. Следовательно, около верхней границы заполненной зоны, по соседству с занятыми уровнями, имеются незанятые уровни. Переход электрона с занятого уровня на незанятый в заполненной зоне требует незначительной энергии. Если такой процесс имеет место, то это значит, что электрон с нейтрального атома перейдет на свободный уровень энергии, т. е. на свободное место на соседнем атоме, который до этого имел положительный заряд. Положительный заряд получит теперь атом, потерявший электрон. Тот атом, куда электрон перешел, станет теперь нейтральным. Таким образом, положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду электрона, переместится в направлении, обратном перемещению электрона. При наличии приложенного электрического поля такой перенос зарядов будет иметь направленный характер. При этом движение положительных зарядов в заполненной зоне под действием поля будет происходить в направлении, обратном движению отрицательных зарядов в зоне проводимости, т. е. направление тока, создаваемого отрицательными зарядами в зоне проводимости, будет совпадать с направлением тока, создаваемого положительными зарядами в заполненной зоне.

Положительный заряд, возникающий в атоме за счет того, что в нем недостает одного электрона, называют *зарядом дырки* или просто *дыркой*. Этот термин не следует понимать буквально. Наличие зарядов дырок не означает того, что в металле имеются отверстия. Термин этот возник в литературе свыше 20 лет назад и имеет чисто условный смысл. Дыркой условно начали называть незаполненный уровень в заполненной зоне уровней твердого тела, который соответствует существованию атома с недостающим электроном.

В заполненной зоне при наличии внешнего поля имеет место перенос дырок. Такая проводимость называется *ды-*

рочной проводимостью. В зоне проводимости, где электропроводность осуществляется за счет перехода избыточных электронов с одного атома на другой, имеет место *электронная проводимость*.

Исследования показывают, что различные металлы характеризуются различным механизмом проводимости. Существуют металлы, в которых носителями электрических зарядов при прохождении тока являются электроны. Такие металлы характеризуются, следовательно, электронной проводимостью. К ним относятся, например, медь, серебро, золото и ряд других. В некоторых других металлах носителями тока являются заряды дырок. К металлам с дырочной проводимостью относятся: молибден, вольфрам, цинк и некоторые другие. Существуют также металлы со смешанной проводимостью, в которых носителями зарядов являются и электроны, и дырки. К таким металлам относятся, например, свинец и алюминий.

ДИАГРАММЫ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИЙ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИКА И ПОЛУПРОВОДНИКА

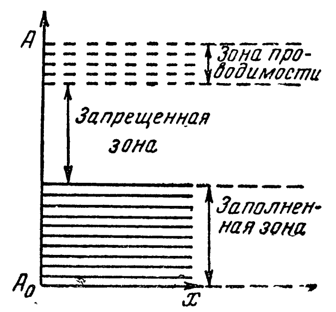
Диаграмма уровней энергии электронов для диэлектрика отличается от диаграммы для металла. Это отличие связано со свойствами атомов диэлектрика, для которых уровни энергии электронов, соответствующих зоне проводимости, существенно отличаются от уровней энергии, соответствующих заполненной зоне. Чтобы электрон перешел из верхнего уровня заполненной зоны на нижний уровень зоны проводимости, энергия его должна увеличиться примерно на 10 *эв*[1]. В этой полосе энергии отсутствуют возможные уровни энергии электронов. В соответствии с этим диаграмма уровней энергии электронов для диэлектрика должна отличаться от диаграммы для металла существованием в ней так называемой *запрещенной зоны*, т. е. области энергии порядка 10 *эв*, в пределах которой отсутствуют уровни энергии электронов. Иначе говоря, запрещенная зона соответствует тем значениям энергии, которыми электроны в данном диэлектрике вообще не могут обладать. Запрещенная зона должна, следовательно, находиться между заполненной зоной и зо-

---

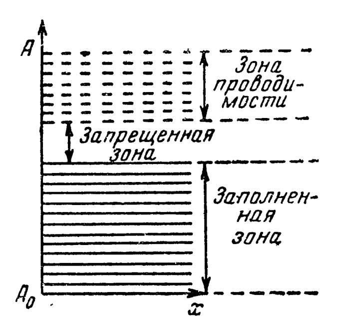
[1] Электрон-вольт (*эв*)— кинетическая энергия, приобретенная электроном, пробежавшим ускоряющую разность потенциалов, равную 1 *в*. 1 *эв* $= 1{,}6 \cdot 10^{-12}$ эрг.

ной проводимости (фиг. 25). Ширина запрещенной зоны в диэлектрике настолько велика, что только ничтожное количество электронов способно перейти из заполненной зоны в зону проводимости под действием теплового движения. Вследствие малого количества свободных электронов в зоне проводимости электропроводность диэлектрика ничтожно мала по сравнению с электропроводностью металла.

Диаграмма уровней для полупроводника отличается от диаграммы для диэлектриков меньшей шириной запрещенной зоны. Такая диаграмма показана на фиг. 26. Ширина



Фиг. 25. Диаграмма уровней энергии электронов для диэлектрика. Ширина запрещенной зоны, в которой отсутствуют уровни энергии электронов, имеет порядок 10 *эв*.



Фиг. 26. Диаграмма уровней энергии электронов для полупроводника. Ширина запрещенной зоны равна примерно 1 *эв*.

запрещенной зоны для полупроводников обычно близка к 1 *эв* (для кремния 1,1 *эв*, для германия 0,72 *эв*).

Число свободных электронов в полупроводнике, естественно, больше, чем в диэлектрике, так как запрещенная зона для полупроводника у́же, чем для диэлектрика. Поэтому и электропроводность чистого полупроводника, называемая *собственной электропроводностью*, выше, чем электропроводность диэлектрика при той же температуре. Для чистого кристаллического кремния при 300° К число свободных электронов в 1 *см*^{3} достигает $6{,}8 \cdot 10^{10}$. В германии при той же температуре число свободных электронов в 1 *см*^{3} равно $2{,}5 \cdot 10^{13}$. Эти величины на несколько порядков меньше, чем для металла. Таким образом, более низкая собственная электропроводность полупроводников по сравнению с металлами связана не с тем, что в полупроводниках мень-

ше коллективизированных электронов, а с тем, что в них меньше свободных электронов вследствие наличия запрещенной зоны. Следует, однако, отметить, что диаграмма на фиг. 26 справедлива только для идеально чистого полупроводника.

Полупроводники, используемые в кристаллических диодах и триодах, всегда содержат примеси. Их удельная электропроводность значительно больше собственной электропроводности. Механизм проводимости реальных полупроводников существенно отличен от того, который соответствует диаграмме уровней энергии электронов, показанной на фиг. 26. Та часть проводимости реального проводника, которая возникает в нем за счет наличия примесей, в отличие от собственной проводимости чистого полупроводника называется *примесной электропроводностью полупроводника.* Примесная электропроводность играет основную роль в процессах, происходящих в кристаллических диодах и триодах. Обычно примесная проводимость полупроводников велика по сравнению с собственной проводимостью полупроводника. Поэтому на практике собственной проводимостью полупроводника можно часто пренебречь по сравнению с примесной проводимостью.

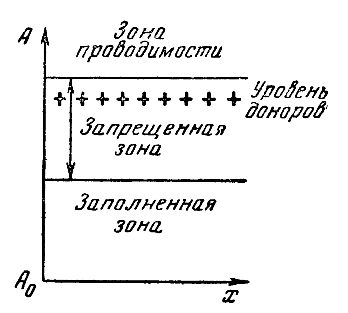
ПРИМЕСНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Влияние примесей на удельную электропроводность полупроводников может осуществляться двумя путями. Предположим, что в полупроводнике имеются примесные атомы, у которых энергия валентного электрона немногим меньше энергии, соответствующей нижней границе зоны проводимости полупроводника. Другими словами, это будет означать, что в диаграмме уровней энергии электронов будет иметься дополнительный уровень энергии, расположенный в запрещенной зоне вблизи зоны проводимости (фиг. 27).

При комнатной температуре валентные электроны примесных атомов вследствие теплового движения будут переходить на незанятые свободные уровни атомов полупроводников. Другими словами, они будут попадать из дополнительного уровня в зону проводимости, почти все уровни которой свободны, ионизируя примесные атомы. Такой переход электронов определяется тем, что энергия дополнительного уровня очень близка к значению энергии нижней границы зоны проводимости. Поэтому энергии теплового

движения будет достаточно для ионизации атомов примеси и переноса электронов в зону проводимости, подобно тому как в металле энергии теплового движения было достаточно для переноса электронов из верхних уровней заполненной зоны в зону проводимости.

В зоне проводимости такого полупроводника будут, следовательно, существовать дополнительные свободные электроны, которые вызовут появление добавочной проводимости. Источником этих электронов является дополнительный уровень, существование которого вызвано наличием примесей. Такие уровни называют *примесными уровнями-донорами* или просто *уровнями-донорами*, т. е. уровнями, способными отдавать свой электрон в свободную зону.



Фиг. 27. Диаграмма уровней энергии электронов примесного полупроводника при наличии примесей-доноров.

Ионизируясь, уровень доноров отдает свои электроны в зону проводимости, вызывая при этом появление электронной проводимости в полупроводнике.

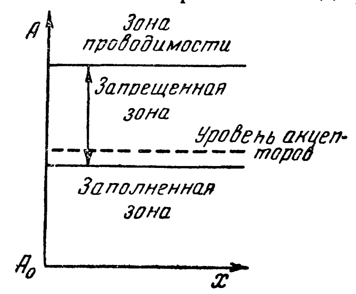
Существует и другой вид примесных атомов, также увеличивающих электропроводность полупроводника. Такие примесные атомы характеризуются тем, что энергия их валентных электронов несколько выше энергии, соответствующей верхней границе заполненной зоны полупроводника. При таких условиях примесные атомы могут быть ионизированы за счет теплового движения при комнатной температуре. Электроны верхних уровней заполненной зоны полупроводника будут попадать на уровень примесных атомов. В результате в заполненной зоне, вблизи ее верхней границы, окажутся незаполненные уровни. В полупроводнике возникнет дырочная проводимость.

Для такого примесного полупроводника незаполненным уровням примесных атомов соответствует на диаграмме уровней энергии электронов уровень, расположенный в запрещенной зоне несколько выше верхней границы заполненной зоны (фиг. 28). В противоположность уровням-донорам эти уровни будут захватывать электроны из атомов полу-

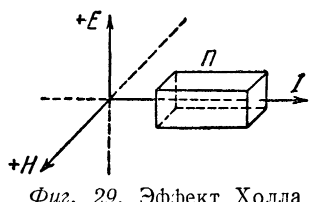
проводника. Поэтому такие уровни называют *уровнями-акцепторами*.

При комнатной температуре уровни-акцепторы заполняются электронами, вследствие чего в полупроводнике возникает дырочная проводимость, значительно превышающая собственную проводимость полупроводника [1].

Таким образом, в зависимости от типа примеси один и тот же полупроводник может обладать электронной или дырочной проводимостью. Факт существования полупроводников с электронной и дырочной проводимостью в зави-



Фиг. 28. Диаграмма уровней энергии электронов примесного полупроводника при наличии примесей-акцепторов.



Фиг. 29. Эффект Холла в полупроводниках.

П — полупроводник; *I* — направление тока, *H* — направление магнитного поля, *E* — направление э. д. с., возникающей в полупроводнике.

симости от характера примесей подтверждается экспериментально путем измерения постоянной Холла и другими опытами.

Это явление заключается в том, что магнитное поле, приложенное к полупроводнику в направлении, перпендикулярном прохождению тока, вызывает появление э. д. с. в направлении, перпендикулярном направлению магнитного поля и тока (фиг. 29). Для примесного полупроводника с электронной проводимостью э. д. с. Холла направлена в направлении отрицательной оси $-E$, а для полупроводника с дырочной проводимостью — в направлении оси $+E$ при направлениях тока и магнитного поля, показанных на чертеже.

Эффект Холла очень чувствителен к ничтожным концентрациям носителей зарядов в полупроводнике.

Существование электронной и дырочной проводимостей подтверждается также различным направлением термо-

[1] Теория дырочной проводимости полупроводника была в 1936 г. обоснована чл.-корр. АН СССР Я. И. Френкелем (ЖЭТФ, 1936, стр. 647).

э. д. с. при прогреве контакта таких полупроводников с металлом. Практически тип проводимости часто может быть наиболее просто определен по направлению «прямого» тока в выпрямляющем контакте металл — полупроводник (см. стр. 60).

В зависимости от типа примесной проводимости полупроводников — электронной или дырочной — в литературе установилась следующая терминология: полупроводники с электронной проводимостью принято называть полупроводниками типа n; полупроводники с дырочной проводимостью — полупроводниками типа p.

Полупроводники, применяемые обычно в кристаллических диодах (кремний и германий), всегда содержат небольшие количества примесей. В кремний обычно вводят порядка 0,001% бора или бериллия с алюминием. Кремний, применяемый в кристаллических диодах, обычно является полупроводником типа p. Германий обычно содержит порядка 0,1% сурьмы или фосфора.

В кристаллических диодах обычно применяют германий типа n. В кристаллических триодах в последнее время начал применяться также германий типа p.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ПРОЦЕССЫ В КОНТАКТНОМ СЛОЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

ВЫПРЯМЛЕНИЕ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛ—ПОЛУПРОВОДНИК

Процессы, происходящие в контактном слое между полупроводником и металлом в кристаллическом диоде при детектировании и выпрямлении тока, тесно связаны с механизмом электропроводности полупроводников, разобранном в предыдущей главе. Следует, однако, подчеркнуть, что с помощью одного лишь механизма электропроводности, собственной или примесной, нельзя объяснить нелинейность формы характеристики кристаллического диода. Для этого необходимо еще учесть дополнительные явления в контакте, которые в совокупности с рассмотренным механизмом электропроводности полупроводников приводят к объяснению нелинейных свойств характеристики кристаллического диода, а следовательно, и явления выпрямления и преобразования тока.

Явления, происходящие в контакте, в настоящее время еще нельзя считать полностью изученными и ясными ввиду их сложности и разнообразия. В данное время известен ряд факторов, которые могут привести к условиям, при которых характеристика кристаллического диода может получить нелинейную форму. До сего времени, однако, неизвестно, не существуют ли, кроме этих известных факторов, еще другие, которые не учитываются при рассмотрении процессов в контакте. Можно, таким образом, построить различные теории контактного выпрямления, опираясь на различные свойства контактного слоя. Такие теории в настоящее время имеются. Все они характеризуются общим конечным результатом, который заключается в том, что односторонняя проводимость контакта связана с существованием около поверхности контакта так называемого *барьерного* или *запирающего слоя, затрудняющего прохождению тока в одном направлении.* Под барьерным или запирающим слоем понимается *тонкий слой вблизи контакта, характеризующийся резким изменением потенциальной энергии электронов,* т. е. наличием в нем *потенциального барьера*, препятствующего прохождению через него зарядов одного знака в одном направлении и зарядов другого знака — в противоположном.

Возникновение такого слоя всегда связывают со скоплением по обе стороны от него электрических зарядов разного знака, образующих *двойной слой зарядов*, взаимодействующих с зарядами, переходящими через контакт. Величина потенциального барьера зависит от приложенного напряжения и, в частности, от знака напряжения. *Если к кристаллическому диоду приложено прямое напряжение, то потенциальный барьер уменьшается.* Поэтому сопротивление кристаллического диода в этом направлении мало и, следовательно, ток в прямом направлении относительно велик. *При обратном напряжении потенциальный барьер возрастает*, препятствуя зарядам переходить через контактный слой. Сопротивление детектора в обратном направлении возрастает. При одинаковом приложенном напряжении ток в обратном направлении будет меньше, чем в прямом.

ВЫПРЯМЛЕНИЕ НА ГРАНИЦЕ ДВУХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ПРОВОДИМОСТЬЮ РАЗНОГО ТИПА

Образование запирающего слоя в контакте металла с полупроводником в течение длительного времени связывали с наличием контактной разности потенциалов между полу-

проводником и металлом. Теория выпрямления, развитая на основе такого предположения Б. И. Давыдовым, впервые доказавшая возможность такого явления, показала, однако, что наличием контактной разности потенциалов нельзя количественно объяснить выпрямление. Эффект выпрямления, который получался согласно этой теории, оказывался значительно меньшим, чем тот, который получался из опытов. Кроме того, опыты показали, что характеристики германиевых и кремниевых диодов не зависят от материала контактной пружинки, в то время как согласно теории контактной разности потенциалов такая зависимость должна была иметь место.

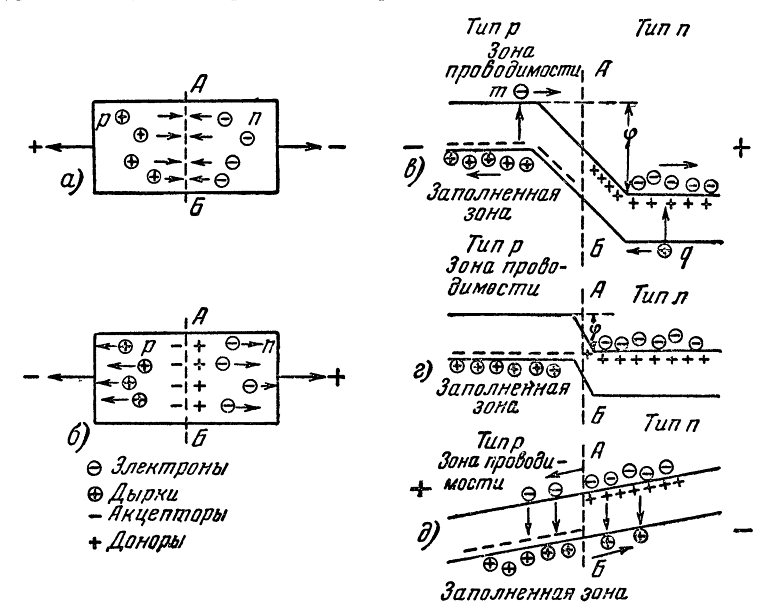
В 1937 г. акад. А. Ф. Иоффе и А. В. Иоффе обратили внимание на возможность выпрямления в контактном слое, образованном двумя полупроводниками с проводимостью разного типа. Теория выпрямления в таком слое без учета контактной разности потенциалов была тогда же разработана Б. И. Давыдовым и впоследствии А. И. Губановым.

Граница соприкосновения двух полупроводников с проводимостями различного типа характеризуется тем, что в тонком пограничном слое между ними имеет место переход проводимости одного типа в проводимость другого типа. В связи с этим области соприкосновения электронных и дырочных полупроводников получили название *электронно-дырочных переходов проводимости* или — короче — *переходов типа* n—p или p—n.

Механизм образования запирающего слоя на границе полупроводников с дырочной и электронной проводимостью можно представить следующим образом. Предположим, что между обоими полупроводниками, граничащими между собой вдоль линии *АБ* (фиг. 30,*а*), от внешнего источника приложено напряжение, которое создает напряженность поля *E*, направленную от полупроводника типа p к полупроводнику типа n. Под действием этого поля дырки в полупроводнике типа p будут перемещаться к границе *АБ*. В полупроводнике типа n электроны будут также перемещаться к границе *АБ* под действием поля. Стрелки внутри полупроводника на фиг. 30,*а* показывают направление перемещения дырок и электронов. Дырки, подошедшие к границе *АБ*, будут рекомбинировать с электронами. В результате этого граница раздела обоих полупроводников не будет представлять сопротивления для тока, вызываемого приложенным напряжением.

Через переход типа p—n будет проходить ток от полупроводника типа p к полупроводнику типа n. Это направление тока соответствует направлению прямого тока, для которого переход типа p—n представляет собой малое сопротивление.

При перемене знака приложенного напряжения (фиг. 30,*б*) электроны и дырки в обоих полупроводниках



Фиг. 30. Прохождение тока через контакт между полупроводниками с проводимостью разного типа.

а — случай прямого напряжения, *б* — случай обратного напряжения; *в* — диаграмма уровней для обратного напряжения, *г* — диаграмма уровней для случая, к гда приложенное напряжение равно нулю, *д* — диаграмма уровней для случая большого напряжения, приложенного в прямом направлении.

будут перемещаться от границы раздела *АБ*, так как напряженность поля *E* изменит свое направление на противоположное. В результате около границы *АБ* (по обе ее стороны) возникнет тонкий слой, в котором плотность подвижных электрических зарядов (электронов и дырок) будет значительно меньше, чем в остальном объеме полупроводника. С другой стороны, по обе стороны границы *АБ* (фиг. 30,*б*) в слое, обедненном подвижными зарядами, образуются два слоя неподвижных зарядов разного знака. В полупроводнике типа p около границы *АБ* зарядами этого

слоя будут являться ионизированные примесные атомы-акцепторы, заряженные отрицательно. По другую сторону границы в полупроводнике типа n положительный слой зарядов будет создавать ионизированные примесные атомы-доноры. Эти заряженные слои возникнут вследствие уменьшения в них плотности подвижных зарядов (электронов и дырок), уравновешивавших ранее заряды доноров и акцепторов.

Двойной слой неподвижных зарядов создает в слое, обедненном подвижными зарядами, поле, направленное справа налево (фиг. 30,*б*), т. е. в том же направлении, куда направлено поле приложенного внешнего напряжения.

Чем больше будет приложенное напряжение, тем толще будет слой, обедненный зарядами. Плотность подвижных зарядов в нем уменьшится, вследствие чего возрастет сопротивление этого слоя. Все бо́льшая часть приложенного напряжения будет тогда падать на этом слое, представляющем собой *запирающий слой, так как его сопротивление сильно возрастает лишь при одном направлении приложенного напряжения.*

Источник приложенного напряжения будет теперь вызывать ток через переход типа p—n от полупроводника типа n к полупроводнику типа p, т. е. ток обратного направления, для которого этот переход будет представлять высокое сопротивление, благодаря тому что при данном направлении напряжения около перехода типа p—n будет возникать запирающий слой. Таким образом, *в переходе типа* p—n *прямой ток всегда направлен от полупроводника типа* p *к полупроводнику типа* n, *т. е. слева направо,* согласно фиг. 30,*а*. *Обратный ток всегда имеет противоположное направление, т. е. от полупроводника типа* n *к полупроводнику типа* p, *или справа налево*, согласно фиг. 30,*б*.

Прежде чем рассматривать механизм возникновения прямого и обратного тока через переход типа p—n, рассмотрим, какой вид будут иметь диаграммы уровней при обоих направлениях приложенного напряжения.

На фиг. 30,*в* показана диаграмма уровней энергии электронов для перехода типа p—n, когда к нему приложено обратное напряжение, что соответствует случаю, показанному на фиг. 30,*б*. При этом запирающий слой представляет собой большое сопротивление и, следовательно, бо́льшая часть приложенного напряжения падает на нем. По обе стороны границы *АБ* возникает двойной слой неподвижных

зарядов, образуемых ионизированными акцепторами в полупроводнике типа p и ионизированными донорами в полупроводнике типа n. Поле, образуемое этим двойным слоем зарядов, препятствует перемещению электронов из полупроводника типа n в полупроводник типа p и дырок в обратном направлении. Это означает, что потенциальная энергия электронов, находящихся в полупроводнике типа p, должна быть выше потенциальной энергии электронов, расположенных по другую сторону запирающего слоя, т. е. в полупроводнике типа n. Все уровни энергии электронов в полупроводнике типа p должны, следовательно, подняться относительно соответствующих уровней в полупроводнике типа n, как это показано на фиг. 30,*в*. В области запирающего слоя при переходе от полупроводника типа p к полупроводнику типа n уровни энергии электронов будут снижаться. Разница между высотами уровней в полупроводнике типа p и в полупроводнике типа n определяет собой высоту потенциального барьера или, иначе говоря, величину разности потенциалов φ, которую должен преодолеть электрон, чтобы перейти из полупроводника типа n в полупроводник типа p. Дырки должны преодолеть тот же потенциальный барьер, чтобы перейти из полупроводника типа p в полупроводник типа n.

С уменьшением напряжения, приложенного к переходу типа p—n от внешнего источника, толщина запирающего слоя и высота потенциального барьера будут уменьшаться. Однако, когда приложенное напряжение достигнет нуля, запирающий слой не исчезнет полностью, так как на границе перехода *АБ* все же будет существовать двойной слой зарядов, образуемый ионизированными донорами и акцепторами. Диаграмма уровней для этого случая показана на фиг. 30,*г*. Потенциальный барьер φ в этом случае ниже, чем на фиг. 30,*в*.

Если теперь изменить направление напряжения, приложенного к переходу типа p—n, то оно начнет компенсировать потенциальный барьер, нейтрализуя поле, создаваемое двойным слоем зарядов доноров и акцепторов около границы *АБ*. Если приложенное напряжение превысит значение потенциального барьера φ на фиг. 30,*г*, то избыток его равномерно распределится по длине полупроводника, если его электропроводность одинакова по всей длине. Такой случай представлен на диаграмме уровней, показанной на фиг. 30,*д*. В этом случае запирающий слой отсутствует. Уровни энергии

электронов равномерно снижаются при переходе от слоя n к слою p.

Диаграммы уровней на фиг. 30 дают возможность наглядно представить механизм прохождения прямого и обратного токов через переход типа p—n. В случае прямого тока (фиг. 30,*д*) электроны, расположенные в зоне проводимости полупроводника типа n, будут перемещаться в полупроводник типа p, где потенциальная энергия электронов ниже. Попав в зону проводимости полупроводника типа p, эти электроны будут под действием теплового движения рекомбинировать с дырками, расположенными в заполненной зоне. С другой стороны, дырки в заполненной зоне полупроводника типа p будут перемещаться вправо, где потенциальная энергия дырок уменьшается [1]. Попав в заполненную зону полупроводника типа n, дырки рекомбинируют с электронами, попавшими под действием теплового движения из зоны проводимости в заполненную зону. Таким образом, в полупроводнике имеет место непрерывное перемещение электронов под действием поля справа налево и дырок— в обратном направлении, что соответствует направлению прямого тока от полупроводника типа p к полупроводнику типа n.

В случае обратного напряжения (фиг. 30,*в*) электроны не могут перейти из зоны проводимости полупроводника типа n в полупроводник типа p, так как энергии теплового движения недостаточно, чтобы преодолеть потенциальный барьер φ в области запирающего слоя. По этой же причине дырки из заполненной зоны полупроводника типа p не могут перейти в полупроводник типа n. Возможен, однако, другой путь для возникновения обратного тока. В зоне проводимости полупроводника типа p вследствие наличия собственной проводимости полупроводника всегда присутствует незначительное количество электронов (электрон *m* на фиг. 30,*в*). Эти электроны переходят в зону проводимости под действием теплового движения из заполненной зоны, образуя в ней свободную дырку. Такой электрон под действием поля в запирающем слое легко перейдет в зону проводимости полупроводника типа n и будет участвовать в процессе обратного тока. Аналогичным образом в заполненной зоне полу-

[1] Так как дырка представляет собой положительный заряд, то ее потенциальная энергия уменьшается в той области, где потенциальная энергия электрона возрастает.

проводника типа n за счет собственной проводимости будет иметься некоторое количество свободных дырок (дырка q на фиг. 30,*в*). Эти дырки под действием поля в запирающем слое легко перейдут в заполненную зону полупроводника типа p. Электроны и дырки будут перемещаться в направлении, показанном стрелками, образуя обратный ток в направлении от полупроводника типа n к полупроводнику типа p. *Существование обратного тока в переходе типа* p—n *определяется, таким образом, собственной проводимостью полупроводника.*

Контакт между двумя полупроводниками с различными типами проводимости должен, таким образом, характеризоваться вольтамперной характеристикой нелинейного типа, присущей кристаллическому диоду. Такой контакт может служить для выпрямления и преобразования тока.

В нормальном кристаллическом диоде осуществляется контакт между металлической, чаще всего — вольфрамовой, контактной пружинкой и полупроводником типа n или типа p. Таким образом, описанный механизм образования, запирающего слоя в контакте между полупроводниками типа n и типа p, казалось бы, не имеет непосредственного отношения к кристаллическому диоду. Исследования процессов в контактном слое полупроводниковых выпрямителей, впервые проведенные советскими физиками, показали, однако, что это не так. В 1940 г. проф. В. Е. Лашкарев [Л. 4] показал, что в меднозакисных и селеновых выпрямителях запирающий слой расположен не на самой поверхности полупроводника, а в его объеме на небольшой глубине от поверхности, причем поверхностный слой полупроводника выпрямителя характеризуется проводимостью другого типа, чем весь остальной его объем, находящийся по другую сторону от запирающего слоя, т. е. в случае дырочного полупроводника поверхностный слой его характеризуется электронной проводимостью. Запирающий слой находится не на поверхности полупроводника, а в его объеме на небольшой глубине от поверхности и существует в полупроводнике независимо от контакта с металлом. Такое представление о запирающем слое и дает возможность объяснить тот факт, что в кремниевых и германиевых кристаллических диодах эффект выпрямления, согласно данным, опубликованным А. В. Иоффе [Л. 5], не зависит от природы металла контактной пружинки. Между тем, если бы он определялся в основном контактной разностью потенциалов, то эффект выпрям-

ления должен был бы весьма заметно зависеть от природы металла контактной пружинки. В этой же работе была экспериментально доказана возможность выпрямления в контакте между двумя полупроводниками с электронной и дырочной проводимостью.

Таким образом, можно полагать, что запирающий слой, образующийся в объеме германия и кремния вблизи от поверхности на границе раздела полупроводников с электронной и дырочной проводимостью, является доминирующим фактором с точки зрения выпрямления в германиевых и кремниевых диодах. Это не исключает того, что в некоторых типах полупроводниковых выпрямителей доминирующим может являться запирающий слой, образующийся вследствие контактной разности потенциалов на границе металл-полупроводник. В некоторых случаях может иметь место совместное действие обоих запирающих слоев.

В основе современных представлений о действии германиевых и кремниевых диодов лежат результаты, полученные ранее советскими физиками А. Ф. Иоффе, А. В. Иоффе, Б. И. Давыдовым, В. Е. Лашкаревым и др. В соответствии с результатами их работ сейчас принято считать, что выпрямление в таких диодах происходит за счет запирающего слоя, находящегося в объеме германия или кремния на очень небольшой глубине от поверхности. Этот слой существует независимо от того, имеется ли контакт между металлической пружинкой и поверхностью германия или кремния. Запирающий слой образуется вследствие того, что в результате обработки поверхности германия и кремния в процессе их изготовления на этих полупроводниках в естественных условиях образуется тончайший поверхностный слой с проводимостью другого типа, чем проводимость объема этих полупроводников.

Таким образом, когда речь идет о контакте металла с кремнием типа p, имеется в виду, что на поверхности кремния имеется тонкий слой кремния типа n. На границе между этим поверхностным слоем и внутренним объемом кремния образуется запирающий слой, являющийся причиной нелинейности характеристики кремниевых диодов. *Направление прямого тока здесь от кремния к металлу.*

В случае германия типа n на поверхности его образуется тонкий слой германия типа p. Благодаря этому на границе поверхностного слоя и объема германия опять-таки возникает запирающий слой. Для германия типа n *направле-*

ние прямого тока будет, следовательно, от металла к германию, т. е. противоположно направлению прямого тока в контакте металла с кремнием типа р.

В естественных условиях на поверхности германия или кремния могут осаждаться только вполне определенные примеси. Поэтому отсутствие запирающего слоя в германии типа р и кремнии типа n подтверждает, что причиной возникновения запирающего слоя в германии типа n и кремнии типа р является переход типа n—р, образующийся около поверхности вследствие осаждения на нее примесей из окружающей среды. Путем специальной термической обработки контакта можно добиться образования запирающего слоя и в первых двух полупроводниках.

Структура тонкого поверхностного слоя с проводимостью другого типа, чем для основной массы полупроводника, не представляется в настоящее время полностью известной. Известно, что обработка поверхности германия и кремния очень существенно влияет на форму характеристики таких диодов и, следовательно, на их выпрямляющие свойства. Это доказывает, что обработка существенно влияет на свойства поверхностного слоя таких полупроводников.

Как это будет видно в следующей главе, существующие в настоящее время методы поверхностной обработки полупроводников имеют чисто опытный характер.

Однако поведение германиевых и кремниевых диодов и, в частности, указанные выше свойства, как, например, независимость выпрямляющего эффекта от материала контактной пружины, заставляют предполагать, что существование на поверхности германия и кремния тонкого слоя с проводимостью другого типа, чем для основного объема полупроводника, является вполне реальным. Существование такого слоя в германии и его образование в процессе формовки контакта были в самое последнее время доказаны экспериментально.

СВОЙСТВА ТОЧЕЧНОГО КОНТАКТА

До сих пор рассматривались свойства контакта между полупроводником и металлом, а также между двумя полупроводниками с проводимостью разного типа, без какого-либо упоминания о том значении, которое имеет величина площади контакта. Действие некоторых твердых полупровод-

никовых выпрямителей — купроксных и селеновых — действительно возможно при различных площадях контакта от сколь угодно малых до больших. Площадь контакта в таких выпрямителях определяет собой лишь предельную допустимую величину тока, а также емкость, шунтирующую запирающий слой.

Более существенную роль играет площадь контакта в германиевых и кремниевых диодах.

Малая площадь контакта в кремниевых и германиевых диодах является их несомненным достоинством с точки зрения применений в технике УВЧ, так как они характеризуются малой емкостью, шунтирующей запирающий слой. Эта емкость в германиевых и кремниевых диодах имеет величину порядка 1 *пф*, благодаря чему их и удается применять в качестве смесителей и детекторов на сантиметровых волнах.

Кристаллические диоды типа германиевых и кремниевых, в которых контакт малой площади между полупроводником и металлом осуществляется с помощью острия тонкой металлической пружинки, носят название *кристаллических диодов с точечным контактом.* Следует подчеркнуть, что точечный контакт является необходимым для существования запирающего слоя в таких диодах. Известно, что при увеличении площади контакта между германием (или кремнием) и металлической поверхностью выпрямляющие свойства такого кристаллического диода пропадают, так как пропадает запирающий слой. Это обстоятельство используется, в частности, при осуществлении контакта между полупроводником и металлическим основанием патрона, в котором смонтирован германиевый или кремниевый диод. Задача этого контакта состоит только в том, чтобы создать электрическую проводимость между выводом патрона и объемом полупроводника. Образование запирающего слоя в этом контакте служило бы только помехой при использовании кристаллического диода. Контакт без запирающего слоя между поверхностью кремния (или германия) и металлическим основанием патрона осуществляется благодаря тому, что поверхность контакта здесь выбирается большой.

Таким образом, запирающий слой проявляется в контакте между кремнием (или германием) и металлом лишь в случае контакта малой площади, т. е. точечного контакта. Нормальная площадь контакта в кристаллическом диоде с точечным контактом имеет порядок 10^{-6} *см*^{2}.

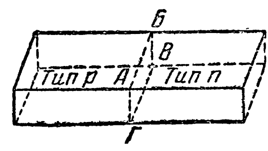
Ввиду столь малой допустимой площади контакта очень большую роль играет величина давления острия контактной пружинки на поверхность полупроводника. При возрастании давления контактной пружинки на полупроводник острие контактной пружинки расплющивается, вследствие чего автоматически увеличивается площадь контакта. Кроме того, при наличии значительного давления контактные пружинки могут разрушить поверхностный слой полупроводника. Обе эти причины могут привести к исчезновению запирающего слоя. С другой стороны, при слишком слабом давлении острия контактной пружинки на полупроводник контакт теряет устойчивость.

Контактная пружинка в кристаллических диодах с точечными контактами делается из тонкой вольфрамовой проволоки диаметром около 0,1 *мм*, заостренной на конце. Вольфрам применяется для контактных пружинок вследствие его твердости и упругости.

Причина пропадания нелинейных свойств контакта металла с полупроводником при увеличении площади контакта связана с неоднородным состоянием образующегося в естественных условиях поверхностного слоя германия или кремния. Поверхностный слой, который, как уже указывалось, характеризуется проводимостью другого типа, чем для основного объема германия, имеет «пятнистую» структуру. Это означает, что в поверхностном слое германия примеси, образующие примесную проводимость этого слоя, распределены неравномерно. Имеются небольшие области, где примеси присутствуют. В таких областях проводимость поверхностного слоя имеет другой тип, чем проводимость объема германия, вследствие чего в них образуется запирающий слой. Но рядом с такой небольшой областью (небольшим «пятном») может оказаться область, где примесных атомов нет. В этой области отсутствует поверхностный слой с проводимостью другого типа, чем проводимость основного объема германия, и, следовательно, не образуется запирающего слоя. Контакт металла с полупроводником в этой области будет поэтому линейным. Сопротивление его будет определяться только сопротивлением объема полупроводника. Если площадь контакта достаточно велика, то контакт металла с полупроводником будет осуществляться не только через области «пятен», где есть примесные атомы, но также и через те области, где примесных атомов нет. Так как сопротивление контакта в этих областях мало, то

они будут оказывать шунтирующее действие на те области контакта, где есть запирающий слой. Таким образом, при большой площади контакта в ней окажутся участки поверхности, в которых примесных центров очень мало или вовсе нет. Эти участки и будут нарушать действие запирающего слоя в соседних участках контакта. Вследствие этого при большой площади будут нарушаться и нелинейные свойства контакта.

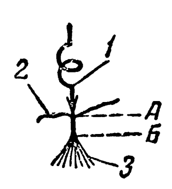
Похожее явление имеет место при контакте плоской металлической поверхности с поверхностью проводящей жидкости, на которой плавают масляные пятна, не являющиеся проводниками тока. Если площадь металлического электрода меньше площади масляного пятна и контакт осуществляется через поверхность масляного пятна, то в контакте будет отсутствовать проводимость. Если же площадь металлического электрода будет больше площади масляного пятна, то поверхность электрода будет в некоторых участках непосредственно соприкасаться с поверхностью жидкости. Сопротивление контакта будет тогда мало.



Фиг. 31. Выращенный монокристалл германия, в котором поверхность *АБВГ* является границей между германием типа p и германием типа n.

В течение последнего года были опубликованы данные, согласно которым возможно осуществление запирающего слоя в специально выращенном монокристалле германия, объем которого разграничен поверхностью, разделяющей германий типа p и германий типа n (фиг. 31). Разделяющая поверхность *АБВГ* является в этом случае поверхностью перехода типа p — n. Образование запирающего слоя в переходе типа p — n для германия полностью укладывается в изложенный выше случай образования запирающего слоя в контакте между двумя полупроводниками с проводимостью разного типа, впервые рассмотренный А. Ф. Иоффе, А. В. Иоффе и Б. И. Давыдовым. Опыты показали, что при таких условиях образования запирающего слоя пограничная площадь между германием типа p и германием типа n может иметь значительную величину и ограничивается только величиной монокристалла. Следует отметить, что переход типа p — n между объемами германия типа p и типа n в этом случае характеризуется значительно большей

однородностью, чем при естественном образовании на поверхности полупроводника тонкого слоя с проводимостью другого типа. Это обстоятельство находится в соответствии с высказанной точкой зрения, что необходимость малой площади контакта для образования запирающего слоя в кристаллических диодах с точечными контактами связана с неоднородным (пятнистым) состоянием свободной поверхности полупроводника.



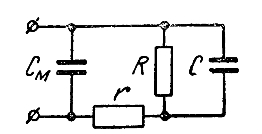
Фиг. 32. Распространение тока в полупроводнике в случае точечного контакта.

1 — контактная пружинка, *2* — поверхность полупроводника; *3* — линии тока в полупроводнике.

Малая площадь контакта в кремниевых и германиевых диодах приводит к необходимости учета некоторых особенностей при подсчете сопротивления таких кристаллических диодов и составлении для них эквивалентной схемы. При подсчете сопротивления кристаллического диода с точечным контактом, даже при отсутствии запирающего слоя, следует считаться с тем, что линии тока при входе в полупроводник из контактной пружинки на протяжении некоторого расстояния *АБ* (фиг. 32) относительно мало расходятся. Таким образом, вблизи от контакта ток проходит через узкое сечение, составляющее лишь небольшую часть общего сечения полупроводника. Дальше от поверхности полупроводника сечение, захватываемое током, все возрастает. Таким образом, наибольшее сопротивление для тока в полупроводнике представляет область, близкая к поверхности и ограниченная малым сечением, близким по величине к площади контакта, где линии тока еще не успели заметно разойтись. Эта область, близкая к конической, с высотой *АБ* (фиг. 32) определяет собой практически все сопротивление полупроводника. Сопротивлением остального объема можно пренебречь, так как сечение, захватываемое током в остальной части объема, значительно превышает сечение вблизи контакта.

При составлении эквивалентной схемы кристаллического диода сопротивление объема полупроводника должно быть, конечно, учтено. Такая эквивалентная схема показана на фиг. 33. Здесь R — нелинейное сопротивление запирающего слоя, обращающееся в нуль для прямого направления тока и получающее высокое значение при обратном токе; C —

ёмкость, шунтирующая запирающий слой, образуемая двойным слоем зарядов, вызывающих появление запирающего слоя (так как двойной слой зарядов ведет себя подобно двум заряженным поверхностям); r — сопротивление объема полупроводника; $C_м$ — емкость патрона и монтажа подводящих проводов. При малом сопротивлении объема полупроводника обе емкости — C и $C_м$ — были бы включены параллельно и при согласовании подводящих цепей не принесли бы значительного вреда.



Фиг. 33. Эквивалентная схема кристаллического диода.

Вследствие того что сопротивление объема полупроводника имеет большую величину при малой площади контакта, емкость C в совокупности с сопротивлением объема полупроводника может оказать значительное шунтирующее действие, уменьшив полезную мощность, падающую в запирающем слое кристаллического диода.

В случае прямого тока запирающий слой в кристаллическом диоде отсутствует. Сопротивление R при этих условиях равно нулю и сопротивление диода согласно принятой эквивалентной схеме должно равняться сопротивлению объема полупроводника r.

При снятии статической характеристики кристаллических диодов с точечными контактами оказывается, однако, что прямой ток иногда в несколько раз превышает то значение, которое он должен иметь, исходя из величины сопротивления объема полупроводника. Иначе говоря, кристаллические диоды с точечными контактами ведут себя так, как будто сопротивление объема полупроводника меньше, чем оно есть на самом деле.

Существование такой «избыточной» проводимости в прямом направлении связано с дополнительными явлениями, происходящими в полупроводнике и неучитываемыми эквивалентной схемой фиг. 33. Некоторое прояснение в этот вопрос внесли опыты, показавшие, что при больших значениях прямого тока в германии типа n проводимость осуществляется не электронным, а дырочным током и, обратно, в германии типа p проводимость осуществляется не дырочным, а электронным током. Имеется предположение, что эти явления связаны с тем, что поверхностный слой германия, характеризующийся проводимостью другого типа, чем остальной его объем, обладает большей удельной электро-

проводностью, чем остальная часть объема. Ввиду этого в германии типа n имеет место переход дырок из поверхностного слоя в основной объем через запирающий слой. Число переходящих дырок, возрастающее с увеличением прямого напряжения, оказывается в избытке по сравнению с числом свободных электронов в основном объеме полупроводника около перехода типа p — n вблизи поверхностного слоя. Эти избыточные дырки увеличивают проводимость основного объема германия типа n.

Аналогичный переход электронов из поверхностного слоя в основной объем имеет место в германии типа p. Дополнительные носители зарядов, попавшие в основной объем германия из поверхностного слоя, вызывают уменьшение удельного сопротивления и сопротивления объема полупроводника.

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ОСОБЕННОСТИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ КРЕМНИЕВЫХ И ГЕРМАНИЕВЫХ ДИОДОВ

ТРЕБОВАНИЯ, ПРЕДЪЯВЛЯЕМЫЕ К КРЕМНИЮ И ГЕРМАНИЮ

Требования, предъявляемые к полупроводникам кристаллических диодов с точечными контактами, определяются условиями, которые должны выполняться для возникновения на поверхности полупроводника запирающего слоя. Эти условия зависят, во-первых, от состояния и свойств поверхности полупроводника и, во-вторых, от связанных с ними проводящих свойств внутреннего объема.

Свойства поверхности полупроводника согласно изложенному в гл. 3 определяются тем, что поверхностный слой должен иметь электропроводность другого типа, чем электропроводность внутреннего объема, причем для получения характеристик с ярко выраженной нелинейностью удельная электропроводность поверхностного слоя должна превышать удельную электропроводность внутреннего объема. Величина последней еще существенно зависит от рабочего режима кристаллического диода, т. е. от его технического назначения. Свойства поверхности полупроводников пока еще изучены весьма неполно. Знание этого вопроса ограничено пока главным образом опытными данными, относящимися в основном к технологии обработки таких поверхностей, позволяющей получать кристаллические диоды с удовлетворительными характеристиками.

Состояние внутреннего объема полупроводника, связанное с его примесной проводимостью, определяется концентрацией в нем примесей. В гл. 2 и 3 были подробно рассмотрены механизм примесной проводимости полупроводников и то значение, которое такая проводимость имеет в контактных явлениях. Небольшие количества примесей, порядка тысячных долей процента, во много раз увеличивают удельную электропроводность кремния и германия. Наиболее тщательные методы очистки кремния и германия дают основание полагать, что удельная электропроводность для чистого кремния имеет порядок $1{,}56 \cdot 10^{-2}$ *ом*$^{-1}$ · *см*$^{-1}$ и для чистого германия $2{,}12 \cdot 10^{-2}$ *ом*$^{-1}$ *см*$^{-1}$.

Обычные образцы кремния и германия, не подвергавшиеся специальной очистке, имеют удельную электропроводность, в сотни или тысячи раз превышающую указанную, причем эта электропроводность изменяется от образца к образцу в зависимости от количества и состава примесей. Так как действие германиевых и кремниевых диодов основано на использовании их примесной проводимости, то отсюда следует, что для получения однотипных образцов таких диодов германий или кремний должны быть прежде всего очищены от случайных примесей. Примесная проводимость их должна определяться концентрацией специальных примесей, введенных в них в процессе последующей обработки. Естественно, что концентрация остатка случайных примесей, вызывающих появление примесной проводимости, должна быть при таких условиях мала. В противном случае удельная электропроводность кремния и германия определялась бы не только введенными примесями, но и концентрацией случайных примесей, оставшихся в них после очистки. Удельная электропроводность имела бы тогда случайный характер, изменяясь от образца к образцу. При использовании германия и кремния в кристаллических диодах их примесная удельная электропроводность должна быть низкой, т. е. концентрация введенных примесей должна быть малой. Поэтому предварительная очистка этих полупроводников от примесей должна производиться с очень высокой точностью.

Требования, предъявляемые к чистоте германия или кремния, существенно зависят от назначения кристаллического диода. Особенно жесткие требования предъявляются к германию, применяемому в диодах с высоким максимальным обратным напряжением. Обычно такие кристалличе-

ские диоды осуществляются с помощью германия типа n в качестве полупроводника. Электронная проводимость в германиевых диодах с высоким максимальным обратным напряжением достигается за счет введения в германий ничтожных примесей мышьяка или сурьмы. Чем меньше концентрация примеси, тем выше оказывается максимальное обратное напряжение диода.

Предельное обратное напряжение, которое удается получить для германиевых диодов с такими примесями, доходит до 200 *в*. В серийных образцах оно обычно равно 100—150 *в*. Примесь мышьяка в германии должна составлять около $0{,}3 \cdot 10^{-4}\%$. При увеличении примеси мышьяка в 15 раз (до $5 \cdot 10^{-4}\%$) максимальное обратное напряжение падает до 20 *в*. Поэтому максимальное обратное напряжение дает возможность судить о содержании примесей в германии.

Германий типа p характеризуется избытком примесей-акцепторов: кислорода, алюминия, галлия и индия. Кислород был одним из первых акцепторов, который стали применять для получения германия типа p. В частности, присутствием примеси кислорода и объясняется образование на поверхности германия типа n слоя германия типа p. В процессе обработки германия типа n примеси кислорода попадают на его поверхность из окружающего воздуха, образуя поверхностный слой германия типа p. Этим и объясняется возникновение естественного запирающего слоя на поверхности германия типа n. Наилучшие результаты, как показали последние исследования, дает применение в качестве акцептора примеси индия, небольшое количество которого вводится в поверхностный слой германия типа n путем вплавления.

Кремниевые диоды, применяемые главным образом в качестве смесителей, содержат обычно малые примеси бора (0,0015— 0,005%), которые вводятся в процессе обработки кремния. При таких условиях кремний представляет собой полупроводник типа p.

В последние годы получили распространение германиевые диоды со сварными контактами, применяемые главным образом в качестве детекторов и преобразователей в сантиметровом диапазоне волн. Такие диоды отличаются высокой механической устойчивостью и выдерживают токи в прямом направлении до 100 *ма*. Это та величина тока, при которой производится сварка контакта. Для таких диодов в германий вводится примесь сурьмы порядка нескольких десятых процента.

ОСОБЕННОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ

В связи со столь жесткими требованиями к чистоте химического состава для германия и кремния при применении их в кристаллических диодах в настоящее время разработаны специальные методы их химической очистки и присадки к ним ничтожных количеств примесей. Характерным для этих методов является то, что в процессе химической и термической обработки германия и кремния спектральные, химические и рентгеноструктурные способы контроля состава примесей в образцах, подвергающихся обработке, оказываются в данном случае неприменимыми вследствие их недостаточной чувствительности.

Общепринятые методы контроля примесей применяются обычно только в начальной стадии очистки германия и кремния, пока концентрация этих примесей еще достаточно велика. Во второй стадии очистки и в процессе введения в полупроводник небольших долей необходимых примесей для контроля их используются измерения удельной электропроводности и эффекта Холла. Хотя данные способы нельзя рассматривать как способы абсолютного измерения примесей, они все же являются удовлетворительными благодаря своей чувствительности и при наличии достаточного опыта в изготовлении германия или кремния с данным составом примеси они могут быть использованы для определения ее процентного содержания. Возможность количественной оценки примеси по измерению удельной электропроводности полупроводника вполне естественна, так как небольшие примеси других веществ, присутствие которых требуется зарегистрировать в германии или кремнии, и определяют собой примесную проводимость этих полупроводников. Поэтому понятно, что величина удельной электропроводности должна быть чувствительна к столь малым количествам примесей.

Явление Холла было описано в гл. 2 (стр. 51). При заданных величинах тока и магнитного поля величина э. д. с. Холла, как показывает теория, оказывается обратно пропорциональной плотности носителей зарядов (свободных электронов или дырок) в полупроводнике, что примерно соответствует количеству в нем примесных атомов. Значит, явление Холла особенно заметно в тех случаях, когда плотность носителей зарядов, а следовательно, и концентрация примесей в полупроводнике малы. Отсюда ясно, что путем измерения явления Холла возможна регистрация присут-

ствия малых количеств примесей в полупроводнике и определение типа возникающей в нем примесной проводимости.

Технология очистки германия и кремния, а также методы введения в них малых количеств необходимых примесей в настоящее время разработаны и опубликованы в литературе. Эти методы, имеющие узко специальный характер, отличаются сложностью и продолжительностью. В настоящей книге мы не затрагиваем этих вопросов, ограничившись лишь сделанными выше замечаниями о характерных для данного случая способах регистрации малых количеств примесей. Как уже указывалось, характер проводимости германия (дырочной или электронной) определяется введенной в него примесью. Германий с примесью мышьяка характеризуется обычно электронной проводимостью. Опыт показывает, что германий с электронной проводимостью путем термической обработки может быть превращен в германий с дырочной проводимостью. Для этого необходимо нагреть германий типа n до 800° С и затем быстро охладить его. Тогда германий типа n превращается в германий типа p, причем детекторные свойства его сильно ухудшаются. Если после этого подогревать получившийся германий типа p при 500° С в течение 20 час., то германий типа p вновь превращается в германий типа n.

ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКУ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ДИОДА

Образование запирающего слоя около точечного контакта с металлом в кремнии и германии, как это следует из гл. 3, объясняется наличием на поверхности этих полупроводников тонкого слоя с проводимостью другого типа, чем проводимость внутреннего объема полупроводника. Образование такого слоя, а следовательно, и нелинейные свойства характеристик кристаллических диодов существенно зависят от поверхностной обработки, которой подвергаются германий и кремний в процессе их изготовления и формовки контакта.

Обычно пластинки кремния и германия получают путем распиливания слитка, прошедшего все необходимые стадии процессов очистки, и введения в них малых примесей. Поверхности распиленных пластинок этих полупроводников шлифуются карборундом. Далее обычно применяется процесс полировки той поверхности пластинки, на которой осуще-

ствляется точечный контакт. Полировка производится до получения зеркальной поверхности с той целью, чтобы сделать ее максимально однородной. Полировка кремния производится тонкой наждачной бумагой. Полировка германия производится в три приема. Сначала германий шлифуется на мелкозернистом шлифовальном камне, чтобы уничтожить грубые неровности поверхности. Далее он полируется искусственным алундом на сукне и, наконец, проходит наиболее тонкую полировку с помощью порошка окиси магнезии, также на сукне.

В настоящее время опубликованы данные, согласно которым полировка поверхности германия приводит к ухудшению его выпрямляющих свойств и максимального обратного напряжения кристаллических диодов вследствие образования во время полировки тонкого слоя аморфного германия на его поверхности. Ухудшение качества характеристики диода вследствие возникновения аморфного слоя связано, повидимому, с его электропроводностью, которая приводит к нарушению условий точечного контакта. По этим причинам полировка сопровождается процессами, назначение которых состоит в устранении образовавшегося аморфного слоя. В качестве таких процессов для кремния применяются термическая обработка в воздухе при температуре 900—950° С, а затем — травление плавиковой кислотой. Для германия термические процессы такого типа не применяются.

Как уже указывалось, образование запирающего слоя около контакта германия с металлом связывают с наличием тонкого поверхностного слоя с проводимостью другого типа.

Причина возникновения поверхностного слоя в германии не была ясна до конца вплоть до самого последнего времени. Совсем недавно было экспериментально показано, что причиной образования поверхностного слоя может являться процесс электрической формовки контакта, которой в той или иной степени подвергаются все германиевые диоды. Под электрической формовкой имеется в виду кратковременная тренировка под током, которую проходит каждый кристаллический диод в процессе производства, после его окончательной сборки. Электрическая формовка производится обычно импульсами тока порядка 0,1 *а* при обратном направлении тока или импульсами порядка 1 *а* прямом направлении тока. Частота импульсов обычно достигает 50—60 *гц*. Длительность формовки составляет около 1 сек.

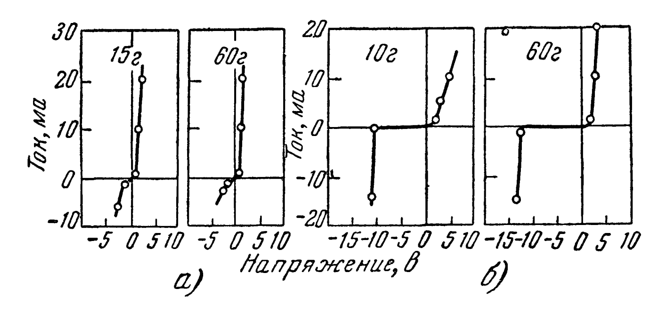
В настоящее время доказано, что значительный запирающий слой около контакта возникает после формовки кристаллического диода. Показано, что именно после этого около контакта возникает поверхностный слой с проводимостью другого типа нужной толщины и электропроводности. Образование такого слоя после формовки германия было доказано измерением термо-э. д. с. на поверхности, подвергшейся формовке. Для этой цели с поверхностью, подвергавшейся формовке, соприкасалось нагретое острие. Возникавшая в области касания острия с поверхностью термо-э. д. с. изменяла знак после формовки контакта. Это служило доказательством того, что в поверхностном слое германия в области, где производилась формовка контакта, изменялся тип проводимости. Причиной этого является, по-видимому, значительный разогрев контакта при формовке. Такой разогрев становится понятным, если вспомнить, что площадь точечного контакта при формовке очень мала, вследствие чего через него протекает большая плотность тока, которая должна вызвать сильное повышение температуры в области контакта. Высокая температура и вызывает переход поверхностного слоя германия типа n в германий типа p. Фотография области контакта после формовки показала, что эта область представляет собой кратер, образовавшийся вследствие плавления германия около контакта. Это подтверждает сделанное предположение о высоких температурах, развивающихся при формовке, и вызываемых этими температурами превращениях германия типа n в германий типа p.

НОВЫЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА

Недавно было обнаружено, что свойства поверхности кремния существенно улучшаются при бомбардировке ее ионами. Для этой цели положительные ионы возбуждались от какого-либо источника и после ускорения в электрическом поле направлялись на обрабатываемую поверхность.

Результаты проделанных исследований ясно показали, что величина скорости ионов, температура кремния во время бомбардировки, время обработки, а также содержание примесей в обрабатываемом образце существенно изменяют свойства его поверхности. Обработанные таким путем образцы кремния оказались пригодными для изготовления разных типов кристаллических детекторов, умножителей

частоты, кристаллических триодов, модуляторов, стробоскопических устройств, а также фотоэлементов. Важным результатом проделанных исследований является то, что обработка кремния таким путем дает возможность значительно расширить пределы рабочих напряжений, приложенных к контакту. Изготовленные этим путем контактные поверхности характеризуются хорошей воспроизводимостью, высоким обратным сопротивлением, химической стабильностью, удовлетворительной температурной стабильностью и небольшим старением.



Фиг. 34. Влияние бамбардировки ионами поверхности кремния на характеристики кремниевых диодов.

а — кремний не подвергался бомбардировке ионами; *б* — после бомбардировки кремния ионами.

На фиг. 34 показаны для сравнения характеристики кремниевых диодов до и после обработки их поверхности ионной бомбардировкой. В обоих случаях показаны характеристики для двух сил нажатия контактной пружинки (10 и 60 *г*). Из соответствующего сравнения характеристик на фиг. 34,*а* и *б* следует, что качество характеристик после бомбардировки ионами несравненно выше, чем до нее. Обратное напряжение, при котором сохраняется высокое обратное сопротивление, увеличилось примерно в 5 раз. Значительно возросли также обратное сопротивление и проводимость в прямом направлении тока. Отношение прямого тока к обратному при напряжении 1 *в* достигает значения 10 000 в кремниевых детекторах, поверхность которых подвергалась ионной бомбардировке. Для нормальных кремниевых детекторов это соотношение обычно меньше 100. Опыты показали также, что свойства поверхности кремния после бомбардировки ионами меньше зависят от присутствия не-

больших примесей. Нажатие пружинки меньше влияет на обратное сопротивление.

Недавно были разработаны новые промышленные типы германиевых диодов, предназначенные для использования в выпрямительных схемах. Выпрямленный ток, который можно получить с таких диодов, достигает 400 *ма* при рабочей температуре в пределах от 25 до 50° С. В этих германиевых диодах контакт между поверхностью германия типа n и металлом осуществлен с помощью небольшого количества индия, вплавленного в поверхностный слой германия.

В процессе вплавления индия небольшая часть его атомов диффундирует в соприкасающийся с ним неразмягченный слой германия. Эти атомы, проникшие в небольшой слой германия вблизи спая, ведут себя как акцепторы и образуют слой германия типа p, богатый примесями. Между германием типа p в этом слое и германием типа n основного объема образуется переход типа p — n, который при малых примесях в германии типа n способен выдержать высокое обратное напряжение (до 1 000 *в*) и характеризуется большим прямым током.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ШУМЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИОДОВ

ОСНОВНЫЕ ШУМОВЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Предельная чувствительность современных усилительных устройств ограничивается уровнем электрических шумов во входных цепях и входном усилительном каскаде. Под электрическими шумами имеются в виду малые э. д. с. или токи статистического происхождения, возникающие во всяких электрических цепях.

При конечной температуре во всяком теле происходит тепловое движение, т. е. неупорядоченное движение всех частиц — молекул, атомов, электронов и др., — совокупность которых составляет данное тело. Электрические заряды также участвуют в этом тепловом движении, вызывая в проводнике микроскопические налагающиеся один на другой неупорядоченные толчки токов и напряжений. В электрическом проводнике под действием теплового движения, в котором участвуют электрические заряды, возникают, таким образом, малые э. д. с. и токи, форма которых определяется совокупностью микроскопических импульсов и имеет неупо-

рядоченный характер. Эти малые э. д. с. и токи, вызываемые в телах тепловым движением и возникающие без каких бы то ни было внешних источников токов и напряжений, получили название *тепловых флуктуаций электрического тока* или *напряжения,* или *тепловых электрических шумов.*

Из общих термодинамических соображений известно, что действующее значение э. д. с. тепловых шумов вплоть до очень высоких частот определяется действующим значением сплошного спектра гармонических частот со случайными фазами и одинаковыми амплитудами. Ток или э. д. с. тепловых электрических шумов можно, таким образом, практически рассматривать в виде сплошного спектра гармонических частот с одинаковыми амплитудами и случайными фазами. Квадрат действующего значения э. д. с. тепловых шумов или, что то же, средний квадрат тепловых шумов, отнесенный к полосе частот Δf, определяется согласно следующему выражению:

$$\overline{E^2}\Delta f = 4RkT\Delta f,$$

где R — сопротивление проводника;

$k = 1{,}38\cdot10^{-16}$ *эрг/град* $= 1{,}38\cdot10^{-23}$ *дж/град* — постоянная Больцмана;

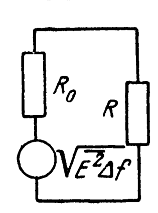
T — абсолютная температура проводника.

Из этого выражения следует, что величина квадрата действующего значения э. д. с. тепловых шумов, отнесенного к полосе частот Δf, зависит только от величины сопротивления проводника, абсолютной температуры и ширины полосы частот Δf. Действующее значение тепловых шумов может быть легко вычислено с помощью приведенного выражения при наличии перечисленных данных.

Вычислим для примера действующее значение э. д. с. тепловых шумов, отнесенной к полосе частот в 10^5 *гц*, возникающей на разомкнутом сопротивлении 1 *мгом* при температуре 27° С, т. е. 300° К. Следовательно, в данном примере $R = 10^6$ *ом*; $T = 300°$ К и $\Delta f = 10^5$ *гц*. Квадрат действующего значения э. д. с. шумов $\overline{E^2}\Delta f = 16{,}6\cdot10^{-10}$ $в^2$ и действующее значение э. д. с. тепловых шумов равно примерно $4{,}1\cdot10^{-5}$ *в*.

Таким образом, э. д. с. тепловых шумов, вообще говоря, малы. Но они вполне ощутимы для современных чувствительных усилителей. Во входных цепях усилителей всегда

имеются сопротивления, являющиеся источниками тепловых шумов. Так как тепловые шумы имеют сплошной спектр частот, то в этом спектре всегда есть полоса частот, лежащая в пределах диапазона частот усиливаемых сигналов. Через канал усилителя пройдут также и тепловые шумы, которые создадут соответствующий шумовой эффект на выходе. Эффект, вызываемый шумами на выходе усилителя, будет определяться усилением и полосой пропускания. Чем шире полоса пропускания усилителя, тем более широкий спектр частот будет усиливаться и, следовательно, тем меньше будет отношение сигнала к шуму на выходе усилителя при приеме гармонического или узкополосного сигнала.



Фиг. 35. Эквивалентная схема сопротивления R_0 с источником э. д. с. тепловых шумов, включенного на внешнее „бесшумное“ сопротивление R.

Определим предельную мощность тепловых шумов $P_{нт}$ отнесенную к полосе частот Δf, которая может быть выделена с сопротивления R_0 на внешнюю нагрузку R, шумы которой мы не будем учитывать, т. е. будем ее условно считать „бесшумной“. На фиг. 35 показана эквивалентная схема, применимая к такому случаю. Действующее значение э. д. с. тепловых шумов сопротивления R_0, отнесенное к полосе частот Δf, представлено в виде эквивалентного источника э. д. с., включенного последовательно с сопротивлением R_0. Квадрат действующего значения тока в цепи равен:

$$\overline{I^2}\Delta f = \frac{\overline{E^2}\Delta f}{(R_0+R)^2} = \frac{4R_0 kT\Delta f}{(R_0+R)^2}.$$

Мощность тепловых шумов, отнесенная к полосе частот Δf, выделяемая на внешнем сопротивлении, равна:

$$P_т = R\overline{I^2}\Delta f = \frac{4R_0 RkT\Delta f}{(R_0+R)^2}.$$

Величина $P_т$ будет иметь максимальное значение при *согласованной* нагрузке, т. е. когда $R = R_0$. Тогда

$$P_{нт} = kT\Delta f.$$

Эта мощность, т. е. *предельная мощность тепловых шумов сопротивления, отнесенная к полосе частот* Δf, *которая может быть выделена на «бесшумной» внешней нагрузке,*

носит название номинальной мощности тепловых шумов сопротивления. Величина $\frac{P_{нт}}{\Delta f}$, таким образом, не зависит от величины сопротивления, а только от его температуры и полосы частот, в пределах которой производится измерение.

Номинальная мощность тепловых шумов, отнесенная к полосе частот, равной 1 *гц*, для сопротивлений любой величины имеет постоянное значение, равное

$$\frac{P_{нт}}{\Delta f} = kT,$$

т. е. зависит только от температуры.

Если в сопротивлении, кроме тепловых шумов, возникают еще шумы других видов или же шумы от внешних источников, например шумы от предыдущих каскадов усилителя, то номинальная мощность всех шумовых токов или напряжений, возникающих на сопротивлении, также определяется через мощность, способную выделиться на «бесшумной» нагрузке с равным сопротивлением.

Кроме тепловых шумов, в электрических системах приходится иметь дело еще с другим видом электрических шумов, который получил название дробового эффекта. Источником дробового эффекта являются обычно электронные приборы и, в частности, электронные лампы. Вследствие того что в различные моменты времени различное число электронов в металле обладает скоростью, необходимой для вылета из катода, число электронов, покидающих катод, строго говоря, непостоянно. Поэтому ток эмиссии и анодный ток электронной лампы непостоянны по величине. Имеются моменты, когда число электронов, вылетающих из нити накала, больше среднего. В такие моменты и ток анода выше среднего. Имеются и другие моменты, когда число электронов, вылетающих из нити, несколько меньше среднего. Тогда и ток анода несколько ниже среднего. Таким образом, ток анода электронной лампы совершает нерегулярные малые изменения вокруг среднего значения. Эти нерегулярные малые изменения или флуктуации анодного тока и называют дробовым эффектом [1].

---

[1] Название дробовой эффект было введено для того, чтобы подчеркнуть, что флуктуация эмиссии связана с неравномерным вылетом из нити накала заряженных частиц — электронов, поведение которых может быть уподоблено дробинкам, вылетающим из ствола ружья при стрельбе.

Нерегулярный ток дробового эффекта также может быть представлен вплоть до очень высоких частот в виде сплошного спектра гармонических частот с одинаковыми амплитудами и случайными фазами. Квадрат действующего значения тока дробового эффекта при отсутствии пространственного заряда в лампе может быть представлен следующим выражением:

$$\overline{I^2}\Delta f = 2eI_э\Delta f,$$

где $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *к* — заряд электрона;

$I_э$ — ток эмиссии в амперах;

Δf — полоса частот спектра, в пределах которой вычисляется действующее значение тока дробового эффекта.

Таким образом, помимо электрических шумов, вносимых сопротивлениями, включенными на входе усилителя, источниками шумов являются также электронные лампы.

Основную роль в усилительной системе играют шумы, возникающие во входном каскаде, где сигнал еще мал. Шумы, возникающие в последующих каскадах, имеют меньшее значение, так как в эти каскады сигнал попадает уже после усиления. Следовательно, отношение уровня сигнала к уровню шумов, возникающих в этих каскадах, оказывается более высоким, чем во входных. Поэтому для получения хорошего отношения сигнала к шуму в чувствительном усилительном устройстве приходится обращать особое внимание на режим и шумовые параметры входных цепей.

Шумовые свойства электрических цепей характеризуют с помощью двух основных параметров: 1) относительной температуры шумов и 2) коэффициента шума.

Относительная температура шумов сопротивления определяется как отношение номинальной мощности всех шумов, возникающих в сопротивлении, к номинальной мощности тепловых шумов данного сопротивления при комнатной температуре.

Эта величина характеризует, таким образом, уровень шумов в данном сопротивлении по отношению к уровню его тепловых шумов при комнатной температуре. Для сопротивления при комнатной температуре, в котором отсутствуют другие шумы, кроме тепловых, относительная температура шумов равна единице. Если же измерения показывают, что температура шумов в таком сопротивлении больше единицы, то это служит признаком, что, кроме тепловых

шумов, в данном сопротивлении присутствуют еще другие шумы. Следовательно, относительная температура шумов может быть выражена следующим образом:

$$t = \frac{P_н}{kT_0},$$

где $T_0 = 300° K$ — комнатная температура;

$P_н$ — общая номинальная мощность шумов сопротивления, отнесенная к полосе в 1 *гц*.

Второй шумовой параметр — *коэффициент шума* — *применяется к системам, чтобы установить, в какой мере собственные шумы системы повышают уровень проходящих через нее шумов, возбуждаемых согласованным источником тепловых шумов на входе*. Коэффициент шума F определяется тогда с помощью следующего соотношения:

$$F = \frac{P_н}{P_{н0}},$$

где $P_н$ — полная номинальная мощность шумов на выходе усилителя;

$P_{н0}$ — номинальная мощность шумов, которая выделилась бы на выходе, если бы усилитель не содержал собственных источников шумов.

Так как реальные системы, например усилители, всегда содержат собственные источники шумов, то мощность шумов на выходе $P_н$ всегда больше, чем $P_{н0}$. Поэтому коэффициент шума для любой реальной системы больше единицы. Чем больше значение коэффициента шума, тем хуже, следовательно, шумовые свойства рассматриваемой системы, т. е. тем больше шумов она привносит в проходящий через нее сигнал. Коэффициент шума обычно принято выражать в децибелах.

ШУМЫ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИОДАХ

В современных радиоприемных устройствах кристаллический диод, выполняющий функции преобразователя частоты или же видеодетектора, всегда включается во входной цепи приемника, где принимаемый сигнал еще очень слаб. Поэтому шумовые свойства кристаллического диода имеют очень большое значение при оценке предельной чувствительности приемного устройства. Появившийся в связи с этим интерес к шумовым свойствам кристаллических диодов привел к исследованиям уровня шумов в кристаллических диодах, которые были опубликованы в литературе.

Можно предполагать, что уровень шумов, возникающих в кристаллическом диоде, определяется следующими источниками шумов: 1) *тепловыми шумами, возникающими в сопротивлении кристаллического диода, и* 2) *дробовым эффектом, который в нем также имеется.* В случае прямого тока возникновение дробовых шумов определяется двумя причинами: во-первых, рекомбинацией электронов и дырок, прошедших через границу *АБ* (фиг. 30,*д*), и, во-вторых, существованием небольшого потенциального барьера при небольших прямых напряжениях. Преодолеть потенциальный барьер и ширину запрещенной зоны могут лишь те электроны, для которых скорости теплового движения будут достаточно велики. Число таких электронов будет в каждый момент времени различно. Поэтому число рекомбинирующих зарядов и зарядов, переходящих через потенциальный барьер, будет в каждый момент времени различным. Обратный ток кристаллического диода определяется числом электронов, переходящих из заполненной зоны в зону проводимости под действием теплового движения (фиг. 30,*в*). Это число электронов также будет в каждый момент времени различным. Флуктуации тока, которые вследствие этих причин возникают, сходны с теми, которые возникают в электронных лампах при термоэлектронной эмиссии, т. е. с дробовым эффектом, рассмотренным выше.

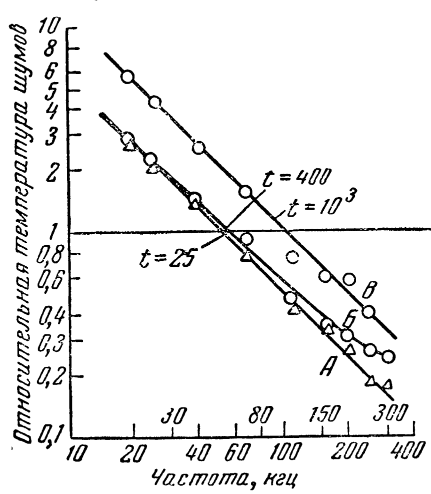
Такие предположения о механизме возникновения шумов в кристаллических диодах, однако, не оправдываются полностью на опыте.

Исследования показали, что в кристаллическом диоде, помимо тепловых шумов и дробового эффекта, имеется дополнительный источник шумов с совершенно отличным механизмом. Была исследована зависимость от частоты относительной температуры шумов кристаллических диодов, отнесенной к узкой полосе частот. Оказалось, что температура шумов кремниевых диодов зависит от частоты, возрастая с уменьшением частоты, и принимает исключительно высокие значения на низких частотах [Л. 6].

На фиг. 36 в логарифмическом масштабе показаны результаты этих исследований для случаев, когда через кремниевый диод проходит постоянный ток 0,5 *ма* в прямом направлении, когда к диоду приложено высокочастотное воздействие на волне 10 *см* и когда через диод проходит обратный ток 0,01 *ма*. Измерения производились в диапазоне частот от 15 до 300 *кгц*. Значение относительной температуры

шумов получается из графика фиг. 36 путем умножения величины вертикальной оси на коэффициент t, имеющий определенное значение для каждой из кривых. Значения t даны на графике.

Результаты, показанные на фиг. 36, сводятся к следующему. Относительная температура шумов кремниевого диода уменьшается с увеличением частоты. При низких частотах относительная температура шумов получает исключительно большие значения, достигая значений нескольких тысяч и даже десятков тысяч. Это означает, что действующее значение э. д. с. эквивалентного источника шумов в кремниевом диоде может в сотни раз превышать действующее значение э. д. с. тепловых шумов. При радиочастотах уровень шумов спадает. Температура шумов не превышает значения нескольких десятков или максимум сотни. Судя по этим данным, можно ожидать, что температура шумов в диапазоне нескольких десятков мегагерц, т. е. в диапазоне промежуточных частот приемников сантиметровых волн, не превышает единицы.



Фиг. 36. Зависимость относительной температуры шумов кремниевого диода от частоты.

А — через диод проходит постоянный ток 0,5 *ма* в прямом направлении; *Б* — на диод задано высокочастотное воздействие на частоте 3 000 *мггц*; *В* — через диод проходит постоянный ток 0,01 *ма* обратного направления.

Особенно высока температура шумов в кремниевом диоде, когда через него проходит ток обратного направления. Это обстоятельство имеет очень важное значение для чувствительности кристаллических триодов. В кристаллическом триоде через один из точечных контактов проходит значительный обратный ток, вызывая в нем, таким образом, появление больших электрических шумов.

Как это следует из кривой *Б* (фиг. 36), кристаллический диод должен также служить источником заметных шумов, когда находится в режиме смесителя, так как в этом слу-

чае он находится под воздействием значительной высокочастотной мощности, задаваемой на него местным гетеродином. Тот факт, что температура шумов в кристаллических диодах падает с частотой, начиная с очень низких частот, показывает, что шумы, возникающие в кристаллических диодах, не могут быть отнесены только лишь к тепловым шумам и дробовому эффекту.

Этот результат важен практически, так как кристаллический диод, установленный на входе приемника в качестве преобразователя частоты или же видеодетектора, является одним из наиболее существенных источников шумов радиоприемного устройства. Полученный экспериментальный результат показал, что вопрос об увеличении чувствительности приемника тесно связан с вопросом об изучении природы дополнительных шумов в кристаллическом диоде. Если бы в кристаллическом диоде существовали только тепловые шумы или дробовой эффект, то можно было бы говорить только о подборе оптимального режима кристаллического диода, при котором эти шумы сказывались бы наименьшим образом. Полное избавление от этих шумов принципиально невозможно, так как они заложены в природе действия кристаллического диода. Что же касается дополнительных шумов, обнаруженных в кристаллическом диоде, то вопрос о возможности полного освобождения от этих шумов пока неясен, поскольку неясна физическая природа этих шумов. Не исключено, однако, что при дальнейшем изучении физических явлений в контакте кристаллического диода, когда природу дополнительных шумов удастся понять, окажется возможным существенно снизить уровень дополнительных шумов или даже практически полностью от них избавиться, увеличив тем самым предельную чувствительность приемного устройства.

ГЛАВА ШЕСТАЯ
СОВРЕМЕННЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИОДОВ

КЛАССИФИКАЦИЯ СОВРЕМЕННЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИОДОВ

Если обобщить свойства кристаллических диодов, изложенные в предыдущих главах, и классифицировать их в связи с теми требованиями, которые к ним предъявляются в зависимости от их назначения, то современные кристаллические диоды можно разделить на пять основных групп:

1. Кристаллические диоды, выполняющие функции детекторов в приемниках без электронных ламп, так называемые кристаллические детекторы.

2. Кристаллические диоды, применяющиеся в качестве видеодетекторов в видеоусилителях.

3. Кристаллические диоды, применяющиеся в качестве преобразователей частоты в супергетеродинных приемниках.

4. Кристаллические диоды с высоким обратным напряжением, применяющиеся в качестве заменителей электронных диодов в различных схемах, и кристаллические диоды с падающей характеристикой для измерительных генераторов по схеме кристадина О. В. Лосева.

5. Силовые германиевые диоды.

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ДИОДЫ ДЛЯ ДЕТЕКТОРНЫХ ПРИЕМНИКОВ

Кристаллические диоды, используемые в детекторных приемниках, рассчитанных на прием близких или мощных радиостанций, являются наиболее простыми из всех перечисленных типов.

Так как детекторные приемники рассчитаны на прием относительно мощных полей, лежащих в диапазоне длинных или средних волн, то, по существу говоря, любой из указанных типов кристаллических детекторов применим для этой цели. Такой детектор должен обладать максимальной крутизной характеристики в прямом направлении тока при достаточном дифференциальном сопротивлении и максимальной кривизне ее в рабочей точке, т. е. при отсутствии приложенного к нему напряжения. Так как напряжение, приложенное к детектору, определяется только приходящим сигналом, то характеристики с высоким обратным напряжением для такого детектора не требуется. Поэтому в качестве таких детекторов обычно применяются кремниевые детекторы.

Монтаж патрона таких детекторов обычно более прост, чем тех, которые применяются для приема ультравысоких частот, так как вопрос о согласовании патрона детектора с задающей цепью здесь не играет никакой роли. Не имеет такого большого значения и вопрос о емкости монтажа, так как на этих частотах шунтирующая емкость монтажа не имеет значения.

В детекторных приемниках, изготовляемых советской промышленностью для приема радиовещания, кристаллический детектор смонтирован в штепсельной вилке.

ВИДЕОДЕТЕКТОРЫ

В качестве видеодетекторов применяют кремниевые диоды. Задача видеодетектора состоит обычно в том, чтобы демодулировать сигналы, представляющие собой высокочастотные импульсы сантиметрового диапазона длительностью около 1 *мксек*. В результате демодуляции таких сигналов возникает широкополосный сигнал, усиливаемый каскадами видеоусилителя, на который демодулированное напряжение подается от видеодетектора.

Видеоприемники обычно применяются на радиомаяках. Назначение их состоит в том, чтобы принимать импульсные сантиметровые сигналы от передвижных радиостанций, запрашивающих с помощью этих сигналов о своем местонахождении.

Уровень мощности сигнала, попадающего на видеоприемник, обычно больше, чем уровень мощности, на который рассчитан супергетеродинный приемник с кристаллическим смесителем, и имеет величину порядка 10^{-8} *вт*. Таким образом, чувствительность видеоприемников обычно несколько ниже, чем супергетеродинов, но все же мощность, попадающая на видеодетектор, достаточно мала.

Видеодетектор, используемый в режиме квадратичного детектирования, должен, следовательно, удовлетворять следующим условиям. Он должен обладать характеристикой с возможно большей кривизной в рабочей точке, обеспечивающей нужную чувствительность. С этой точки зрения наилучшей характеристикой обладает германиевый детектор со сварным контактом. Кроме того, видеодетектор должен обладать малой контактной емкостью, которая в сантиметровом диапазоне оказывает большое шунтирующее действие. Поэтому площадь контакта в таком детекторе должна быть очень малой. С этой точки зрения применение кремниевых детекторов встречает известные трудности, так как контакт с малой площадью в кремниевом детекторе обычно характеризуется меньшей устойчивостью. Лучшие результаты в этом отношении дает германиевый детектор со сварным контактом.

В качестве контактной пружинки в таких диодах обычно применяют тонкую пружинку из сплава платины с руте-

нием (около 10%), который примешивается к платине исключительно для придания пружинке механической прочности. Для контактной пружинки применяется проволока диаметром около 0,04 *мм*, заостряемая на конце до 0,0005 *мм*. Приварка контакта осуществляется обычно пропусканием через точечный контакт постоянного тока около 0,25 *а* в течение 5—10 сек. В качестве примеси германия в таких кристаллических диодах применяется сурьма. Мышьяк и фосфор, применяемые в германиевых диодах с точечными контактами, повидимому, не выдерживают столь высокого сварочного тока и оказываются непригодными для диодов со сварными контактами.

Сварочный шов в таких германиевых диодах отличается прочностью. Для его разрыва требуется усилие около 500 *мг*. Микроскопическое исследование разорванного сварного контакта показывает, что острие контактной пружинки проникает во время сварки в глубь контактной поверхности германия, образуя полусферический контакт диаметром около 0,005 *мм*. Плотность сварочного тока составляет, таким образом, примерно 10^2 *а/мм*^{2}.

Характеристика германиевого диода со сварным контактом показана на фиг. 22 (кривая *Б*). По сравнению с характеристиками кремниевого и германиевого диодов с высоким обратным напряжением, показанных там же, характеристика германиевого диода со сварным контактом отличается высокой крутизной при прямом токе. Перегиб характеристики имеет место не при нуле приложенного напряжения, а при небольших потенциалах, приложенных в прямом направлении тока. Загиб характеристики отличается большой кривизной.

В качестве видеодетекторов могут быть также применены советские германиевые диоды ДГ-Ц1 и ДГ-Ц2, конструкция которых показана на фиг. 7.

Учитывая низкий уровень мощности сигнала, попадающего на видеодетектор, последний должен обладать хорошими шумовыми свойствами. Следует указать, что с точки зрения шумового режима видеодетектор находится в значительно лучших условиях, чем кристаллический смеситель, так как на видеодетектор не задается никакого напряжения от местного гетеродина, значительно повышающего уровень шумов кристаллического диода. Что же касается мощности принимаемого сигнала, то она настолько мала, что не вызывает заметного дополнительного уровня шумов. Однако

при сравнении шумового режима кремниевого видеодетектора и германиевого со сварным контактом оказывается, что первый имеет в этом отношении существенное преимущество. Из рассмотрения типичных характеристик кремниевого детектора и германиевого со сварным контактом на фиг. 22 оказывается, что в германиевом детекторе со сварным контактом загиб характеристики находится при напряжении около 0,4 *в*, приложенном в прямом направлении. В этом случае через детектор протекает прямой ток, значительно увеличивающий его уровень шумов.

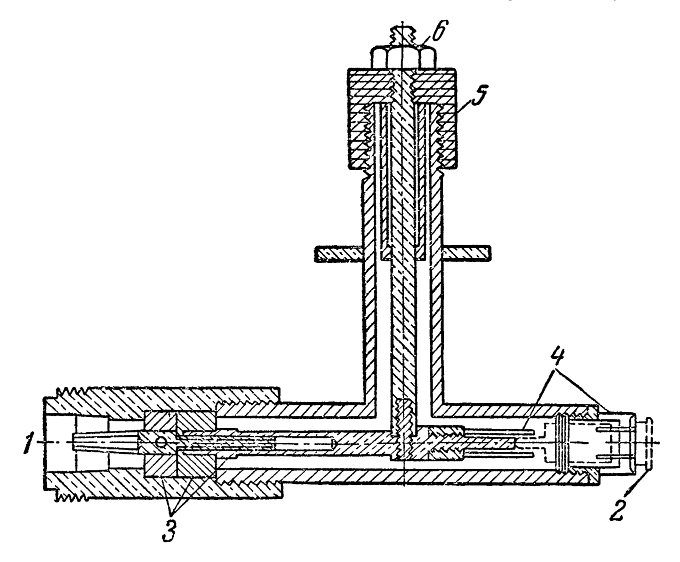
Германиевый детектор со сварным контактом характеризуется более высокой устойчивостью к перегрузкам, чем кремниевый. С другой стороны, кремниевый детектор дает меньший уровень шумов. Поэтому вопрос о выборе типа детектора решается в каждом случае эксплуатационными условиями.

В тех случаях, когда детектор работает в условиях возможных перегрузок, целесообразно применять германиевый детектор со сварным контактом. При приеме слабых сигналов, когда особую роль приобретает уровень собственных шумов детектора, преимущество остается за кремниевым детектором.

При применении в качестве видеодетектора патрон кристаллического детектора устанавливается в специальный держатель. На фиг. 37 показан вид такого держателя, рассчитанного на десятисантиметровый диапазон. Слева на держатель подается сигнал от коаксиального кабеля. Входными зажимами служат левые концы наружной оболочки и центрального провода, присоединяемые к волноводу с помощью фланца. Центральный провод около входного зажима разделен тонкой изолирующей прокладкой из полистирена, не представляющей сопротивления для высокой частоты и имеющей большое сопротивление для токов видеочастоты, т. е. токов, возникающих в держателе после демодуляции сигнала детектора. Таким образом, сигнал от входных зажимов попадает в правую часть держателя, где расположен видеодетектор. В вертикальное ответвление высокочастотный сигнал не проходит благодаря наличию в нем дросселя, представляющего собой четвертьволновый коаксиал, разомкнутый на конце. Такой четвертьволновый коаксиал представляет собой короткое замыкание для сигнала высокой частоты; вертикальное ответвление накоротко замкнуто для частоты сигнала. Четвертьволновый дроссель показан в виде

дополнительного внутреннего цилиндра в верхней части вертикального ответвления. Следовательно, сигнал попадает только на детектор, находящийся в правом конце держателя. Штырек патрона кремниевого диода с помощью специальной зажимной пружины соединяется с центральным проводом держателя, а основание патрона — с наружной оболочкой.

Напряжение видеочастоты, образующееся в детекторе, не может попасть на входные зажимы держателя, так как



Фиг. 37. Вид держателя патрона кремниевого видеодетектора с переменной настройкой на волну около 10 *см.*

1 — входные зажимы высокой частоты; 2 — патрон кристаллического диода; 3 — полистиреновые изоляторы; 4 — пружинные зажимы; 5 — полистиреновая гайка; 6 — зажимы видеочастоты.

разделительная изоляционная прокладка на левом конце держателя препятствует проникновению туда этого напряжения. В вертикальное ответвление держателя напряжение видеочастоты, наоборот, свободно проникает, так как четвертьволновый дроссель для видеочастот никакого препятствия не представляет. Выходное напряжение видеочастоты снимается с конца наружной оболочки и центрального провода вертикального ответвления и подводится непосредственно к сетке и катоду входного каскада видеоусилителя.

ПРИМЕНЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ДИОДОВ В КАЧЕСТВЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ В СУПЕРГЕТЕРОДИННЫХ ПРИЕМНИКАХ

За последнее десятилетие в связи с развитием техники сантиметровых волн большое распространение получили супергетеродинные приемники с кристаллическими преобразователями частоты. Супергетеродинные приемники являются наиболее чувствительными приемниками в сантиметровом диапазоне волн. Применение кристаллических диодов в качестве преобразователей частоты в сантиметровом диапазоне оказалось более целесообразным, чем применение вакуумных диодов.

Преимущества кристаллического диода при таких применениях проистекают из двух характерных особенностей последнего: во-первых, малой контактной емкости точечного контакта, обычно не превышающей 1 *см*, и, во-вторых, большей кривизны характеристики в области загиба, чем для электронного диода (фиг. 22). Последнее обстоятельство особенно важно при использовании кристаллического диода в качестве преобразователя частоты.

Эквивалентная схема преобразователя частоты с кристаллическим диодом, показанная на фиг. 16, получила название схемы диодного преобразования. В этой схеме кристаллический преобразователь частоты находится под воздействием двух источников колебаний. Контур *LC* настроен на промежуточную частоту, благодаря чему оба воздействующих колебания высокой частоты беспрепятственно попадают на кристаллический преобразователь. Токи промежуточной частоты, равной разности частот между частотами сигнала и гетеродина, дают падение напряжения на выходной нагрузке.

Особенностью схемы диодного преобразования является то, что возникающее в ней выходное напряжение промежуточной частоты приложено также к кристаллическому преобразователю, включенному последовательно с выходной нагрузкой. Это напряжение совместно с напряжением гетеродина вызывает в нем появление составляющей тока суммарной частоты, равной частоте сигнала. Действительно, если частота сигнала будет $\omega_с$ и частота гетеродина $\omega_г$, то промежуточная (разностная) частота будет $\omega_с - \omega_г$. Но напряжения этой частоты и частоты гетеродина, будучи приложены к кристаллическому преобразователю, вызывают в нем появ-

ление тока суммарной частоты, равной $(\omega_c - \omega_г) + \omega_г = \omega_c$, т. е. частоте сигнала. Это явление, которое получило название обратного преобразования, усложняет процесс преобразования. Оно имеет, в частности, большое значение при оценке шумовых свойств преобразователя. Как показал Л. С. Гуткин, обратное преобразование существенно увеличивает уровень шумов диодного преобразователя.

Шумовой режим кристаллического преобразователя имеет очень большое значение при оценке его свойств и определяет собой предельную чувствительность приемника. Сигналы, принимаемые такими приемниками, обычно очень слабы. Минимальная мощность их имеет порядок $10^{-6} \div 10^{-7}$ *мквт*. Эта мощность сравнима с мощностью шумов, возникающих во входных цепях приемника и преобразователя. Поэтому дальнейшее увеличение чувствительности приемника невозможно, так как в этом случае уровень сигнала в полосе усилителя промежуточной частоты станет меньше уровня шумов. По этой причине сигнал не может быть воспроизведен на выходе приемника.

Шумы, создаваемые кристаллическим преобразователем на входе усилителя промежуточной частоты, определяются следующими источниками шумов: шумами антенны и входной цепи приемника, шумами кристаллического преобразователя и шумами гетеродина. Шумы гетеродина имеют очень большое значение в общем уровне шумов на входе усилителя промежуточной частоты, но имеется возможность практически полностью устранить влияние этих шумов путем использования двухтактных схем смесителей. Иначе обстоит дело с двумя первыми источниками шумов. Шумы антенны и входной цепи, являющиеся в основном тепловыми шумами, всегда имеются в этих цепях и уровень их определяется выбранными параметрами входных цепей. Эти шумы, однако, не имеют решающего значения при оценке шумов приемника.

Шумы, возникающие в смесителе, а также влияние самого процесса преобразования сигнала имеют большое значение. Эти шумы являются, таким образом, основным в общем уровне шумов приемника. Они в основном и определяют собой чувствительность приемника.

Следует при этом иметь в виду, что шумы, возникающие в кристаллическом преобразователе и вызывающие эффект шума в полосе частот усилителя промежуточной частоты, обусловлены несколькими участками шумового спектра

кристаллического диода. Как это уже было изложено в предыдущей главе, шумовой спектр кристаллического диода имеет протяженность от бесконечно низких частот до очень высоких, значительно превышающих сантиметровый диапазон. Во всей этой области сплошного спектра имеется очень большое количество гармонических составляющих с очень близкими частотами и очень малым значением амплитуды каждой из составляющих[1]. Совокупность этих составляющих и дает тот эффект электрического шума, который возникает в кристаллическом преобразователе.

В этом шумовом спектре имеется участок, частота которого лежит в пределах полосы пропускания усилителя промежуточной частоты. Этот участок спектра вызовет, следовательно, шумовой эффект на выходе приемника. Но, кроме этого участка спектра, имеется еще участок, лежащий вблизи частоты принимаемого сигнала. Он также дает после преобразования с частотой гетеродина шумовой спектр, лежащий в полосе частот усилителя промежуточной частоты, и, следовательно, увеличивает шумовой эффект на выходе Точно такой же эффект создадут частоты шумового спектра, лежащие около зеркальной частоты сигнала, т. е. частоты шумового спектра, лежащие по другую сторону частоты колебаний гетеродина, чем частоты сигнала и отличающиеся от частоты гетеродина на величину промежуточной частоты. Кроме того, уровень шумов на выходе преобразователя возрастает еще за счет обратного преобразования частоты.

Таким образом, уровень шумов на выходе кристаллического преобразователя, а следовательно, и коэффициент шума кристаллического преобразователя возрастают за счет самого процесса преобразования частоты, даже в том случае, если бы относительная температура шумов кристаллического диода равнялась единице.

Как уже указывалось в предыдущей главе, относительная температура шумов кристаллического диода имеет большое значение, вследствие того что, кроме тепловых шумов, в нем присутствует дополнительный источник шума. Величина этого дополнительного источника шума существенно зависит от амплитуды гетеродина. По этой причине мощность, задаваемая от гетеродина на кристаллический сме-

---

[1] Строго говоря, шум эквивалентен сплошному спектру, состоящему из бесконечно большого числа гармонических составляющих с бесконечно близкими частотами, амплитуды которых бесконечно малы и фазы случайны.

ситель, не должна превышать определенных предельных значений. Обычно эта мощность имеет порядок 1 *мвт*.

Возрастание мощности колебаний гетеродина вызывает уменьшение потерь преобразования кристаллического смесителя, т. е. отношения мощности сигнала на входе преобразователя к мощности, вызываемой сигналом на выходе преобразователя по промежуточной частоте. Но, с другой стороны, возрастает температура шумов кристаллического преобразователя. При больших мощностях гетеродина коэффициент шума кристаллического преобразователя должен возрастать, во-первых, за счет возрастания шума на выходе преобразователя вследствие указанного выше преобразования шумового спектра и, во-вторых, за счет увеличения температуры шумов кристаллического диода, которая еще должна быть заметна в том участке шумового спектра, который совпадает с полосой пропускания усилителя промежуточной частоты. С этой точки зрения важно использовать в качестве преобразователя кристаллический диод с возможно меньшей температурой шумов.

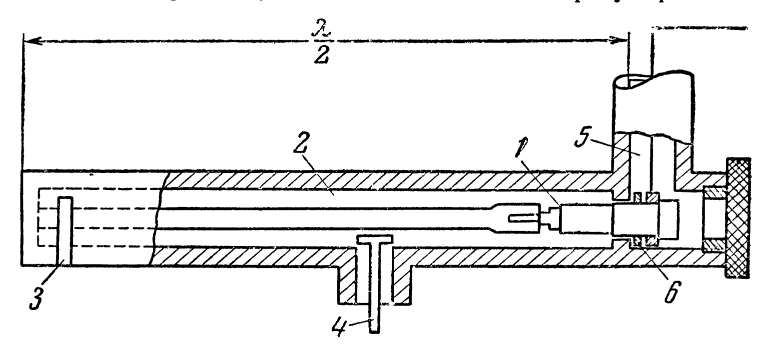
Согласно опубликованным данным относительная температура шумов кремниевых диодов хорошего качества имеет значение порядка 1,5 для частоты 45 *мггц*. Частоты такого порядка обычно используются для промежуточных частот при приеме волн сантиметрового диапазона [Л. 7].

Учитывая тот факт, что, кроме шумов кристаллического диода, шумовой эффект на выходе преобразователя частоты определяется еще шумами, возникающими вследствие наличия в нем процесса преобразования, следует, повидимому, считать, что для кремниевых диодов в указанном диапазоне промежуточных частот (около 45 *мггц*) дополнительные шумы, возникающие в кристаллических диодах, не имеют решающего значения. При более низких промежуточных частотах влияние их в соответствии с данными на фиг. 36 должно быть более значительным.

Подобно тому как это имело место для видеодетектора, патрон кристаллического смесителя устанавливается в специальный держатель. Схематическое изображение конструкции одного из таких держателей, рассчитанного на десятисантиметровый диапазон, показано на фиг. 38.

Держатель представляет собой концентрическую полуволновую линию, накоротко замкнутую с левого конца. Около левого конца линии имеется щель, через которую в держатель задается поле от принимаемого сигнала.

В средней части линии имеется ответвление, через которое в нее проходят колебания, возбуждаемые гетеродином. Связь с гетеродином следует выбирать возможно более слабой для устранения взаимных влияний между цепью гетеродина и входной цепью кристаллического преобразователя, с тем чтобы мощность гетеродина, задаваемая на преобразователь, имела порядок 1 *мвт*. Для регулировки уровня мощности, задаваемой гетеродином в концентрическую линию держателя, в ответвлении, через которое подается мощность от гетеродина, имеется специальный регулировочный



Фиг. 38. Схематическое изображение конструкции держателя патрона кристаллического смесителя десятисантиметрового диапазона.

1 — патрон кристаллического смесителя; *2* — концентрическая полуволновая линия, замкнутая на левом конце; *3* — щель, через которую подается энергия сигнала, *4* — регулируемый штырь для получения слабой связи с гетеродином; *5* — концентрическая линия для отвода энергии промежуточной частоты; *6* — изолирующая шайба, через емкость которой основание патрона кристаллического смесителя соединено с наружной оболочкой линии.

штырь. Оба поля (сигнала и гетеродина) создают напряжения на кристаллическом преобразователе, помещенном в правом конце держателя. Штырек патрона кристаллического преобразователя, соединенный с контактной пружинкой, присоединен к центральному проводу концентрической линии держателя.

Основание патрона соединено с полупроводником и с наружной оболочкой линии через емкость изолирующей шайбы, представляющей ничтожное емкостное сопротивление для высокой частоты и значительное сопротивление для промежуточной частоты. Такое соединение основания патрона с наружной оболочкой линии необходимо для того, чтобы промежуточная частота не замкнулась накоротко через оболочку. Действительно, промежуточная частота, возникаю-

щая в кристаллическом преобразователе, подается к усилителю промежуточной частоты через ответвление *5*. От штырька патрона она проходит через центральный провод линии и далее через короткозамкнутый левый ее конец на наружную оболочку линии *2* и через наружную оболочку ответвления *5* к усилителю промежуточной частоты. Если основание кристаллического диода было бы гальванически соединено с наружной оболочкой линии, то центральный провод ответвления *5*, являющийся вторым проводом, через который промежуточная частота подается на усилитель, был бы замкнут с внешней оболочкой. Это привело бы к короткому замыканию промежуточной частоты. Благодаря тому что основание кристаллического преобразователя соединено с наружной оболочкой линии через емкость, короткое замыкание промежуточной частоты устраняется.

Применение кристаллических диодов в преобразователях частоты сантиметрового диапазона в настоящее время является наиболее распространенным. В действительных условиях, когда от приемника требуется высокая чувствительность, конструкции преобразователей усложняются вследствие необходимости применять двухтактное преобразование, избавляющее приемник от шумов гетеродина.

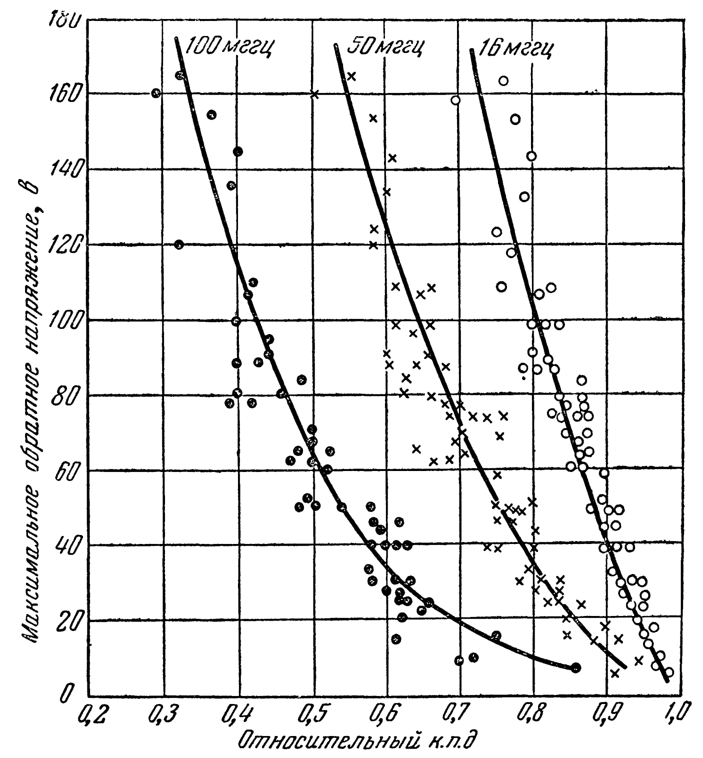
КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ДИОДЫ С ВЫСОКИМ ОБРАТНЫМ НАПРЯЖЕНИЕМ И ПАДАЮЩИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

В связи с возможностью получения характеристик германиевых диодов с высоким максимальным обратным напряжением такие диоды с германием типа n получили широкое распространение в качестве заменителей маломощных вакуумных диодов [Л. 7]. Германиевые диоды с высоким обратным напряжением применяются в качестве маломощных выпрямителей тока, ограничителей, дискриминаторов и в разных других схемах. Их преимущества по сравнению с электронными диодами определяются, во-первых, миниатюрностью размеров германиевых диодов, во-вторых, отсутствием накала, который потребляет в маломощных электронных лампах около 1 *вт* рассеиваемой мощности, вызывающей лишь термоэлектронную эмиссию катода, и, в-третьих, значительной крутизной характеристики прямого тока.

Германиевые диоды с высоким обратным напряжением могут быть использованы в качестве выпрямителей до высоких частот порядка 100 *мгц*, хотя к. п. д. выпрямления

германиевых диодов падает с возрастанием частоты и увеличением максимального обратного напряжения.

На фиг. 39 показана зависимость относительного к. п. д. выпрямления германиевого диода от максимального обратного напряжения при трех частотах (16, 50 и 100 *мггц*),



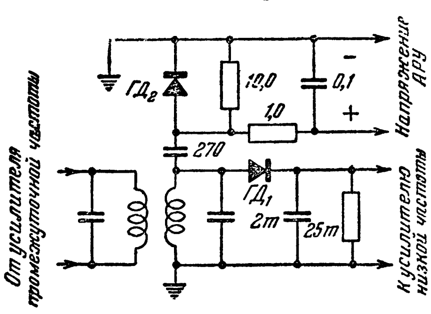
Фиг. 39. Зависимость относительного к. п. д. выпрямления от максимального обратного напряжения для германиевых диодов для частот 16, 50 и 100 *мггц* при воздействующей амплитуде 5 *в*.

когда на выпрямитель подается переменное напряжение с амплитудой 5 *в*. Под относительным к. п. д. выпрямления понимается отношение к. п. д. для данной частоты к его значению на частоте 10 *кгц* при одинаковых других условиях.

Из кривых фиг. 39 следует, что к. п. д. падает с возрастанием частоты, а также с увеличением максимального

обратного напряжения диода. Последнее обстоятельство связано с тем, что германиевый диод с высоким максимальным напряжением пригоден для выпрямления больших приложенных напряжений и дает худший эффект при выпрямлении малых амплитуд напряжения. Ухудшение к. п. д. с увеличением частоты связано с шунтирующим действием контактной емкости диода.

Из фиг. 39 все же следует, что при напряжении 5 *в* и максимальном обратном напряжении 180 *в* к. п. д. выпрямления еще достаточно высок и имеет значение 50% при частоте 50 *мггц* и 30% при 100 *мггц*. Эти данные относятся к случаю, когда германиевый диод находится при комнатной температуре. С повышением температуры на несколько десятков градусов его технические данные начинают заметно ухудшаться. Допустимый прямой ток германиевых диодов с точечными контактами обычно равен нескольким десяткам миллиампер и может доходить до сотни миллиампер.

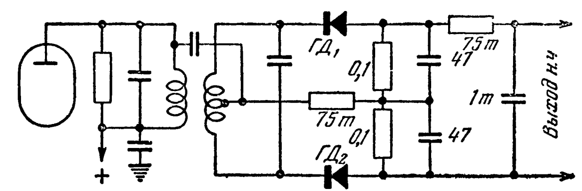


Фиг. 40. Германиевый диод как детектор и АРУ супергетеродинного приемника.

На фиг. 40 показана схема детектора и АРУ (автоматического регулятора усиления) супергетеродинного приемника с двумя германиевыми диодами. Германиевый диод $ГД_1$ является линейным детектором, а диод $ГД_2$ выпрямляет напряжение для автоматической регулировки усиления в одном из входных каскадов приемника.

Германиевые диоды, применяющиеся в качестве детектора в приемниках с резонансным усилением по промежуточной частоте, имеют недостаток по сравнению с ламповыми диодами: их обратное сопротивление меньше сопротивления вакуумных диодов при отрицательном потенциале на аноде. Поэтому германиевые диоды должны оказывать большее шунтирующее действие на предыдущий контур приемника и, следовательно, больше увеличивать его затухание, чем вакуумный диод. Однако практически этот эффект невелик и окупается теми общими преимуществами германиевых диодов, которые были указаны выше.

На фиг. 41 показана схема частотного детектора без электронных ламп с двумя германиевыми диодами. Детектор при приеме частотно-модулированных сигналов должен давать выпрямленный ток, величина которого пропорциональна отклонению частоты от средней частоты принимаемого сигнала. Таким образом, частотный детектор является преобразователем сигнала высокой частоты, модулированного по частоте, в сигнал низкой частоты. В частотном детекторе с вакуумными диодами (лампами) между катодами диодов и общей точкой схемы обычно включают высокоомное сопротивление, которое шунтируется емкостью между катодами вакуумных диодов и нитью накала. Вследствие



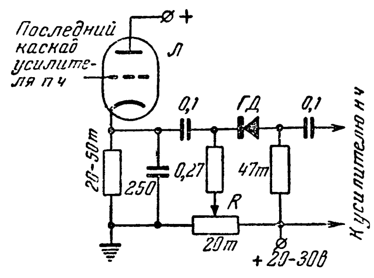
Фиг. 41. Схема частотного детектора на германиевых диодах.

этого нарушается режим схемы. Для германиевых диодов эта трудность отпадает. Схема пригодна для работы в диапазоне 10—30 *мггц*, если диоды идентичны. В схемах частотной модуляции германиевый диод может быть также применен как ограничитель для подавления амплитудной модуляции.

Большое распространение в радиоприемных устройствах получили в настоящее время ограничители кратковременных помех и шумов, уровень которых превышает величину принимаемого сигнала. С помощью германиевых диодов возможно осуществление таких устройств, которые делятся на два типа.

В первом случае германиевый диод включается в цепь последовательно с сопротивлением, с которого снимается напряжение для последующего усиления. Для напряжения, превышающего уровень принимаемого сигнала, сопротивление диода резко возрастает. Тогда меньшая часть напряжения попадает на выходное сопротивление ограничителя. Для этого на диод задается небольшое постоянное напряжение в прямом направлении. Выпрямленный сигнал после детектора вызывает на диоде напряжение в обратном направлении. При нормальном уровне сигнала рабочая точка лежит

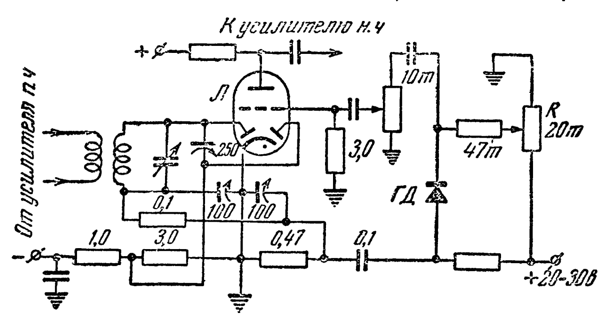
в пределах прямой ветви характеристики диода вблизи загиба. При наличии помехи рабочая точка переходит на обратную ветвь, ограничивая тем самым изменение тока, вызываемое помехой. Схемы таких ограничителей показаны на фиг. 42 и 43.



Фиг. 42. Ограничитель кратковременных помех с германиевым диодом, включенным в выходной цепи триода, работающего в режиме линейного детектора.

В схеме фиг. 42 колебания промежуточной частоты детектируются с помощью триода *Л*, после чего через германиевый диод *ГД* подаются на вход усилителя низкой частоты. Выпрямленный сигнал создает на германиевом диоде напряжение в запирающем направлении. Постоянное напряжение в прямом направлении задается на диод от источника напряжения 20—30 *в* и регулируется потенциометром *R*. Тем самым потенциометр *R* регулирует уровень ограничения.

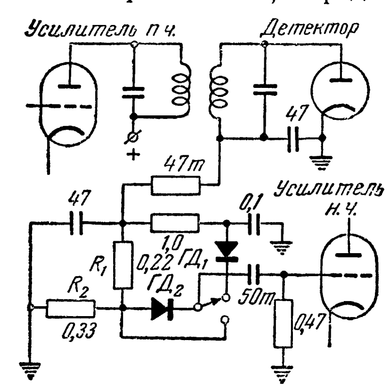
Схема на фиг. 43 принципиально ничем не отличается от предыдущей. Разница лишь в том, что детектором в этой



Фиг. 43. Ограничитель кратковременных помех с германиевым диодом в схеме двойного диод-триода, действующего как диодный детектор, АРУ и усилитель низкой частоты.

схеме является один из диодов двойного диод—триода. Триод является также усилителем звуковой частоты, на сетку которого колебания подаются после ограничения их германиевым диодом.

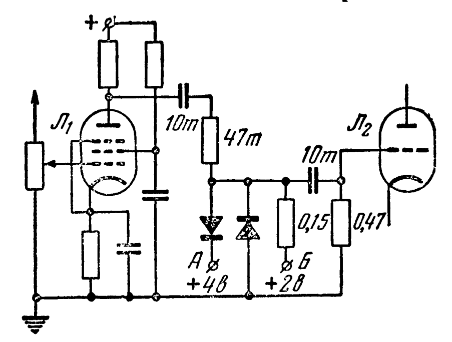
Второй тип ограничителей характеризуется тем, что германиевый диод служит сопротивлением, шунтирующим сигнал, подводимый на усилитель низкой частоты от детектора. Одна из таких схем показана на фиг. 44. В ней применены два германиевых диода, включенных навстречу и образующих для сигналов большой интенсивности шунтирующую цепь относительно сопротивления R_2. После детектирования в ламповом диоде сигнал низкой частоты попадает на сопротивление R_2. Напряжение на этом сопротивлении, определяемое соотношением R_1/R_2, шунтируется двумя идентичными, включенными навстречу германиевыми диодами. Для импульсов большой интенсивности сопротивление диода $ГД_2$ велико, а сопротивление $ГД_1$, наоборот, мало. Поэтому амплитуда таких импульсов ограничивается. Для малых импульсов сопротивление диода $ГД_2$ падает, а диода $ГД_1$, наоборот, возрастает, благодаря чему импульсы срезаются меньше. Чем меньше R_1/R_2, тем ниже относительный уровень пропускаемых помех. С сопротивления R_2 напряжение подается на входной каскад усилителя низкой частоты через диод $ГД_2$.



Фиг. 44. Схема ограничителя кратковременных импульсных помех, в которой германиевый диод шунтирует сигнал.

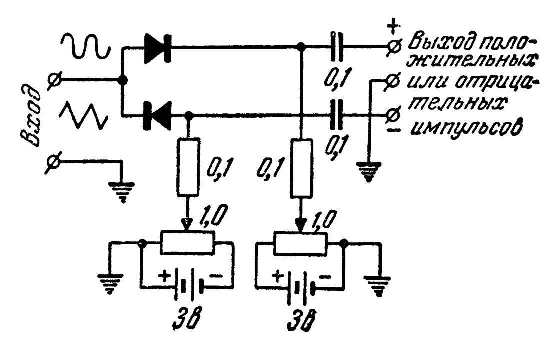
Германиевые диоды применяются также в схемах ограничителей сигнала, где они шунтируют входное сопротивление каскада звуковой частоты. От описанных выше ограничителей шумов они отличаются тем, что ограничение здесь происходит для обоих направлений тока. Для этого два германиевых диода включаются навстречу (фиг. 45). Если задать положительные потенциалы в точках *А* и *Б*, то на каждом из германиевых диодов окажется запирающее напряжение около 2 *в*. Сопротивление обоих германиевых диодов будет велико. Если амплитуда сигнала на диодах будет больше 2 *в*, то рабочая точка в каждом из них будет перемещаться в проводящую область. Каждый из диодов будет ограничивать одно из направлений тока. Предел ограничения будет зависеть от положения потенциометра на входе

усилителя. В последующем каскаде такой системы целесообразно установить резонансный фильтр для уменьшения влияния гармоник, возникающих в ограничителе.



Фиг. 45. Применение германиевых диодов для ограничения сигнала.

Германиевые диоды могут быть использованы в простом устройстве для выделения положительных и отрицательных импульсов при воздействии на его вход колебаний любой формы. Такая схема (фиг. 46) состоит из двух параллель-

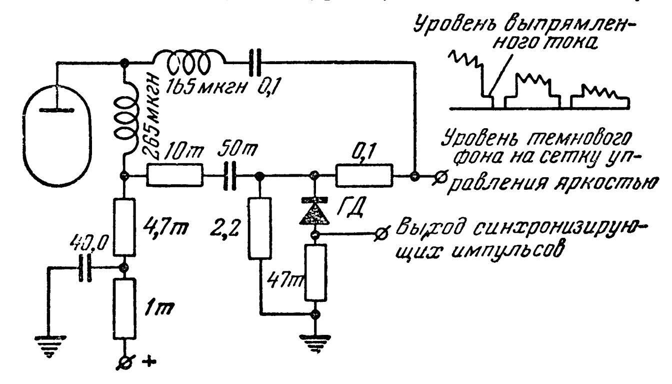


Фиг. 46. Схема для получения импульсов одного знака.

ных каналов, в которых включены в противоположных направлениях германиевые диоды. В зависимости от направления включения германиевых диодов в каждом из каналов образуются импульсы противоположного знака.

На фиг. 47 показана схема восстановителя постоянного тока на германиевом диоде, которая применяется в телеви-

зионных приемниках для поддержания яркости фона экрана электронно-лучевой трубки в соответствии с освещением в студии. Это достигается за счет смещения на лампе, управляющей яркостью экрана трубки, создаваемого выпрямлен-



Фиг. 47. Схема восстановителя постоянной составляющей на германиевом диоде.

ным током германиевого диода. Если изменяется контрастность изображения, то высота импульсов изменяется так, как это показано на фиг. 47. Сопротивление в цепи германиевого диода подобраны таким образом, что снимаемое с него выпрямленное напряжение равно основанию синхронизирующих импульсов, которое определяется несущей волной и остается постоянным.

С помощью германиевых диодов можно осуществить пересчетные схемы, которые в настоящее время имеют большое распространение при работе со счетчиками элементарных частиц. Такие схемы могут также служить делителями частоты в телевизионных устройствах.

Фиг. 48. Схема деления частоты импульсов.

Схема деления частоты импульсов показана на фиг. 48. В ней емкость $C_1 = 0{,}05$ *мкф*, а $C_2 = 1$ *мкф*. Следовательно, напряжение, подаваемое на систему при замкнутом германиевом диоде $ГД_1$ и разомкнутом диоде $ГД_2$, распределится между емкостями неравномерно (фиг. 48,*б*). На меньшей емкости C_1 напряжение будет бо́льшим. Если германиевые

диоды включены по схеме фиг. 48,*а*, а на вход подаются положительные прямоугольные импульсы напряжения, то во время нарастания первого импульса через емкость C_1 пройдет импульс тока, соответствующий направлению прямого тока для диода $ГД_1$ и направлению обратного тока диода $ГД_2$. Диод $ГД_1$ будет представлять малое сопротивление для этого тока, а диод $ГД_2$ — большое. В течение этого промежутка времени схема фиг. 48,*а* будет эквивалентна схеме фиг. 48,*б*. Следовательно, во время нарастания первого импульса будет проходить ток, заряжающий оба конденсатора. При этом бо́льшая часть напряжения будет падать на меньшей емкости C_1. После прекращения действия первого импульса конденсатор C_1 разрядится через германиевый диод $ГД_2$, который теперь будет отперт, вследствие того что разрядный ток будет проходить в обратном направлении. Диод $ГД_1$ будет заперт при том направлении тока, которое соответствует разрядке конденсатора C_2. Поэтому конденсатор C_2 не будет разряжаться и после окончания действия первого импульса на нем останется напряжение.

Во время действия второго прямоугольного импульса напряжения процесс повторится. После окончания действия второго импульса остаточное напряжение на конденсаторе C_2 еще возрастет на величину, несколько меньшую, чем в результате действия первого импульса. После действия каждого прямоугольного импульса остаточное напряжение на емкости C_2 будет таким же образом возрастать, пока не сравняется с напряжением прямоугольных импульсов. При противоположном направлении напряжения прямоугольных импульсов напряжение на емкости C_2 изменит знак.

Напряжение на емкости C_2 можно легко подсчитать.

Если U_0 — напряжение прямоугольных импульсов, то после первого импульса напряжение на емкости C_2 будет:

$$U_1 = U_0 \cdot \frac{C_1}{C_1 + C_2};$$

после второго импульса напряжение (на этой емкости)

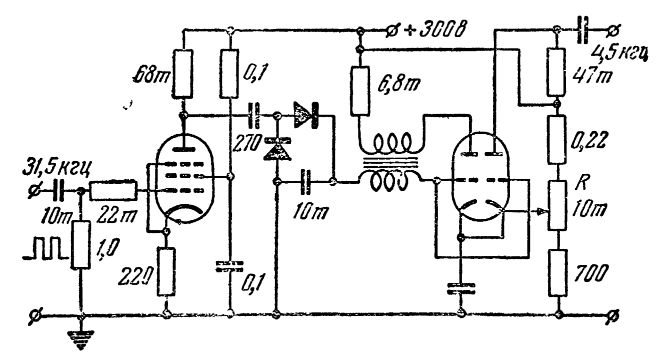
$$U_2 = U_1 + (U_0 - U_1) \cdot \frac{C_1}{C_1 + C_2};$$

после третьего

$$U_3 = U_2 + (U_0 - U_2) \cdot \frac{C_1}{C_1 + C_2}$$

и т. д.

Таким образом, напряжение на конденсаторе C_2 нарастает на определенную величину после каждого импульса. Этим пользуются для деления частоты импульсов. На выход схемы (фиг. 48,*а*) подключают ждущий пусковой генератор (фиг. 49). Смещение на сетке регулируется потенцио-



Фиг. 49. Схема для деления частоты импульсов с 31,5 до 4,5 *кгц* со ждущим пусковым генератором на выходе.

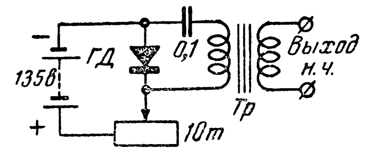
метром R таким образом, чтобы генератор пришел в действие после n-ного прямоугольного импульса, когда напряжение на емкости C_2 имеет значение

$$U_n = U_{n-1}(U_0 - U_{n-1}) \cdot \frac{C_1}{C_1 + C_2}.$$

Во время спадания импульса пускового генератора благодаря действию обратной связи емкость C_2 разрядится и схема вернется в исходное состояние. Пусковой генератор будет давать импульсы, частота которых будет в n раз меньше частоты прямоугольных импульсов. Схема, показанная на фиг. 49, дает деление частоты импульсов в 7 раз. Частота задаваемых импульсов равна 31,5 *кгц*. Частота импульсов на выходе схемы равна 4,5 *кгц*.

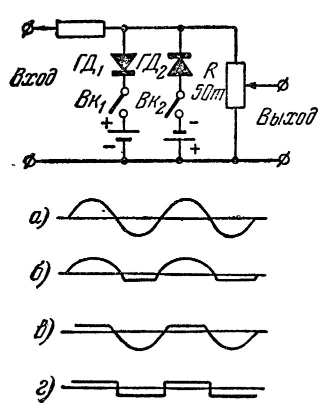
В настоящее время германиевые диоды используют для конструирования измерительных генераторов звуковой частоты, работающих по схеме кристадина О. В. Лосева, описанной в гл. 1. Для этого используется участок характеристики с отрицательным сопротивлением германиевого диода. Схема такого генератора показана на фиг. 50. Частота генератора определяется емкостью конденсатора и индук-

тивностью обмотки трансформатора *Тр*. При нагрузке в 2 000 *ом* генератор может дать до 30 *в* на выходе. Устойчивость современных германиевых диодов обеспечивает надежность работы кристадина.



Фиг. 50. Измерительный генератор звуковой частоты по схеме О. В. Лосева.

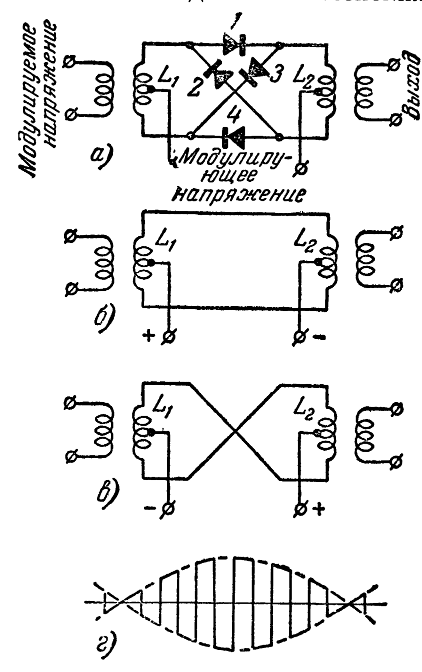
Резкая разница между прямым и обратным сопротивлениями германиевого детектора дает возможность использовать его в качестве ограничителя в схеме для преобразования гармонического напряжения в напряжение прямоугольных импульсов (фиг. 51). В этой схеме оба германиевых диода включены навстречу. Когда выключатель $Вк_2$ замкнут, то диод $ГД_2$, сопротивление которого мало для отрицательной полуволны напряжения, срезает ее на выходе (фиг. 51,*б*). При включении $Вк_1$ и выключении $Вк_2$ срезается положительная полуволна напряжения (фиг. 51,*в*). При включении обоих выключателей срезаются обе полуволны напряжения (фиг. 51,*г*). В результате напряжение на выходе оказывается близким к напряжению прямоугольных импульсов. Регулировка напряжения на выходе производится потенциометром.



Фиг. 51. Схема преобразования гармонического напряжения в прямоугольные импульсы.

С германиевыми диодами, соединенными по схеме моста, может быть осуществлена схема маломощного модулятора (фиг. 52,*а*). Если амплитуда модулирующего колебания велика по сравнению с амплитудой несущего колебания, то сопротивление каждого из диодов будет зависеть главным образом от первого из них. Модулирующее напряжение приложено к средним точкам катушек L_1 и L_2. Если на протяжении какого-либо полупериода модулирующее колебание создает положительный потенциал на катушке L_1 и отрицательный на катушке L_2, то диоды *2* и *3* будут заперты, а диоды *1* и *4* отперты. Тогда эквивалентная схема модулятора будет иметь вид, показан-

ный на фиг. 52,*б*. В следующий полупериод будут заперты диоды *1* и *4* и отперты диоды *2* и *3* (фиг. 52,*в*). Модулированное колебание на выходе схемы за полупериод показано на фиг. 52,*г*. Модуляция возникает вследствие изменения сопротивления каждого из диодов за каждый полупериод модулирующего колебания.



Фиг. 52. Маломощный модулятор на германиевых диодах.

а—схема модулятора; *б*—эквивалентная схема модулятора за первый полупериод; *в*—то же за второй полупериод; *г*—вид модулированного колебания.

Схемы, которые были здесь описаны, отнюдь не исчерпывают собой всех современных применений германиевых диодов. Описаны были только наиболее интересные и простые. Эти многочисленные применения возникли в течение самых последних лет. Можно ожидать, что дальнейшее развитие техники кристаллических диодов значительно расширит область их применения. Весьма вероятно, что во многих случаях германиевый диод сумеет вытеснить вакуумные диоды. Учитывая массовость аппаратуры, в котором возможно такое применение германиевых диодов, можно думать, что оно приведет к существенному экономическому эффекту и значительному уменьшению габаритов приборов.

СИЛОВЫЕ ГЕРМАНИЕВЫЕ ДИОДЫ

К таким диодам относятся германиевые диоды с индием, вплавленным в поверхностный слой германия. Краткие сведения о таких диодах были приведены на стр. 75.

На фиг. 53 показан внешний вид промышленного образца германиевого диода такого типа, а на фиг. 54 — схематическое изображение его конструкции. Статические характеристики этого диода при трех температурах показаны на

фиг. 55. Из характеристик видно, что при комнатной температуре максимальное обратное напряжение такого диода превышает 400 *в*. В линейном режиме выпрямления допустимая амплитуда приложенного напряжения равна 200 *в*. При этом диод дает выпрямленный ток 400 *ма*. Кратковременный выпрямленный ток, который может быть снят с такого выпрямителя, достигает 2,5 *а* при комнатной температуре.

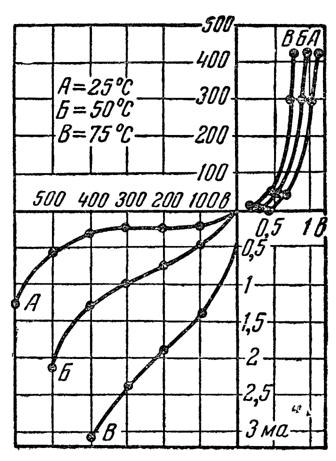


Фиг. 53. Внешний вид футляра с двумя последовательно включенными германиевыми диодами.

Емкость контакта такого выпрямителя превышает емкость обычного германиевого диода с точечным контактом. По

1 — пластинка; *2* — припой; *3* — металлическая чашка; *4* — сухой газ; *5* — резиновая прокладка, *6* — прокладка; *7* — футляр; *8* — пластинка германия; *9* — припой из индия, *10* — припой; *11* — выводной провод.

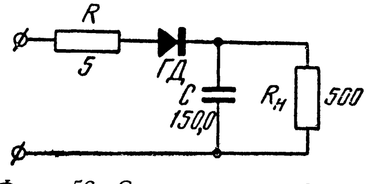
Фиг. 54. Схематическое изображение конструкции германиевого диода, заделанного в специальный капсюль.



Фиг. 55. Характеристики германиевого диода при трех температурах.

этой причине предельная рабочая частота такого диода не превышает 50 *кгц*. Коэффициент полезного действия диода достигает 98%, а срок службы оценивается в 10 000 час. Нормальная нагрузка составляет около 500 *ом*.

Схема выпрямителя с германиевым диодом показана на фиг. 56. Сопротивление $R=5$ *ом* подключается последовательно с германиевым диодом для предохранения выпрямителя от короткого замыкания при прямом токе, так как сопротивление германиевого диода при прямом токе достигает долей ома. Из изложенного ясно, что такой германиевый диод способен в ряде случаев с успехом заменить вакуумный выпрямительный диод, не требуя при этом мощности для питания накала и отличаясь в то же время значительно меньшими размерами.



Фиг. 56. Схема выпрямителя с германиевым диодом.

Плотность прямого тока таких диодов значительно выше, чем в лучших типах других твердых выпрямителей.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ТРИОДЫ

ДЕЙСТВИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТРИОДОВ

Кристаллическим триодом называют изобретенный в 1948 г. полупроводниковый трехэлектродный прибор, применяемый для усиления, преобразования и возбуждения электрических колебаний различной формы [Л. 14].

Действие кристаллического триода имеет известное сходство с действием электронной лампы и основано на том, что *управление потоком носителей электрических зарядов, распространяющихся в полупроводнике, требует меньшей затраты электрической мощности от внешнего источника, чем та, которую способен выделить управляемый поток.* В качестве полупроводника в современных кристаллических триодах применяют обычно германий.

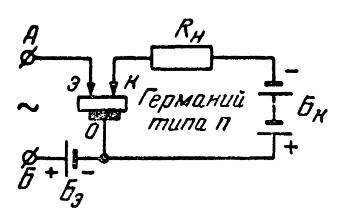
Использование германия в качестве полупроводника для кристаллических триодов определяется следующими его свойствами:

1. Очисткой от примесей германий может быть доведен до более высокой степени чистоты, чем другие полупроводники. Содержание примесей в очищенном германии может быть доведено до 10^{-6}—10^{-7}%.

2. Германий характеризуется высокой механической прочностью и химической устойчивостью, что обеспечивает высокие надежность, воспроизводимость и срок службы кристаллического триода.

3. При наличии перехода типа p—n в германии создаются благоприятные условия для эмиссии зарядов через запирающий слой. Эти условия необходимы для осуществления кристаллического триода (см. ниже стр. 113—116).

4. Рекомбинация дырок и электронов в германии с достаточно совершенной кристаллической решеткой протекает относительно медленно. Благодаря этому вероятность перехода зарядов через тонкий слой германия (порядка 0,01—0,1 *мм*) без рекомбинации достаточно велика.



Фиг. 57. Элементарная схема, иллюстрирующая действие кристаллического триода.

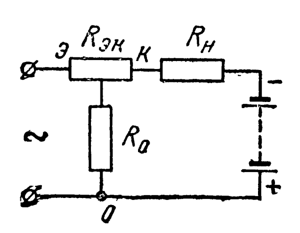
Совокупность этих свойств и определяет собой преимущества использования германия в кристаллических триодах по сравнению с другими полупроводниками.

Опыты, проделанные с некоторыми другими полупроводниками, как, например, с сернистым свинцом и кремнием, дают основание надеяться, что кремний может быть использован в кристаллическом триоде в качестве полупроводика, обладая при этом лучшей температурной устойчивостью чем германий. Диаграммы уровней и другие свойства кремния и германия относительно мало различаются.

Возможность управления потоком электрических зарядов в полупроводнике путем затраты малой электрической мощности основана на некоторых свойствах германия, которые могут быть обнаружены с помощью схемы, показанной на фиг. 57.

Предположим, что стерженек из германия типа n лежит на металлическом основании *о*, образующем контакт большой площади с поверхностью германия. Этот электрод будем называть *основанием*. Помимо основания, поверхность германия находится в электрическом контакте еще с двумя металлическими электродами при помощи двух выпрямляющих точечных контактов *эмиттера э* и *коллектора к*, расположенных очень близко один от другого (примерно на рас-

стоянии 0,1 *мм*). Предположим еще, что к электроду *к* приложен отрицательный потенциал относительно основания, равный нескольким десяткам вольт. Между электродом *э* и основанием *о* подключен источник небольшого переменного напряжения. Кроме того, к точечному контакту *э* приложен небольшой положительный потенциал (около 0,1 *в*) относительно основания *о*. Опыт показывает, что напряжение, подключенное между точечным электродом *э* и основанием *о*, вызывает почти такое же изменение тока в цепи электрода *к*, как и в цепи электрода *э*. При этом оказывается, что при включении в цепь электрода *к* нагрузочного сопротивления $R_н$ с него удается снять значительно бóльшую амплитуду напряжения, чем та, которая была приложена между электродом *э* и основанием *о*. Рассматриваемая система может быть, таким образом, использована как усилитель напряжения.



Фиг. 58. Эквивалентная схема опыта на фиг. 57 при условии, что около точечных контактов отсутствуют запирающие слои.

Попытаемся сперва рассмотреть результаты описанного опыта, не вводя каких-либо специальных предположений о свойствах точечных контактов *э* и *к*, т. е. будем предполагать, что в переходах типа p—n вблизи точечных контактов, образуемых поверхностью германия типа n и металлическими остриями, не возникает запирающих слоев и не происходит никаких особых явлений. Тогда можно представить следующую электрическую эквивалентную схему для нашего опыта (фиг. 58). Здесь $R_{эк}$ —сопротивление германия между точечными контактами *э* и *к*; R_0— эквивалентное сопротивление объема германия между основанием и поверхностью германия около электродов *э* и *к*. Не вдаваясь в вопрос о точном соответствии эквивалентной схемы на фиг. 58 и схемы опыта на фиг. 57, можно, однако, утверждать, что эквивалентная схема на фиг. 58, а следовательно, и схема опыта на фиг. 57 не допускают возможности усиления по напряжению. Действительно, независимо от величин сопротивлений объема германия, а также расположения сопротивлений $R_{эк}$ и R_0 можно утверждать, что амплитуда напряжения на нагрузочном сопротивлении $R_н$ будет всегда меньше амплитуды, подведенной между

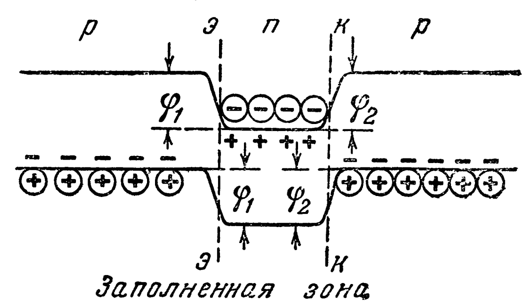
электродом *э* и основанием *о*, так как часть подведенного напряжения будет падать на эквивалентных сопротивлениях объема германия. В такой эквивалентной схеме, следовательно, невозможно усиление по напряжению. Кроме того, при большом значении сопротивления $R_н$ амплитуда тока в цепи электрода *к* будет значительно меньше, чем в цепи электрода *э*, так как часть тока из электрода *э* ответвится через сопротивление R_0 на основание *о*.

Следовательно, предположения, которые легли в основу эквивалентной схемы на фиг. 58, повидимому, не соответствуют реальным условиям опыта на фиг. 57. Это означает, что в данном опыте особое значение имеют явления, происходящие около переходов типа p—n, где возможно образование запирающих слоев, определяющих поведение зарядов, находящихся по обе стороны контактного слоя. Такое предположение находится в соответствии с тем, что описанный эффект усиления может быть получен лишь при точечных контактах, т. е. только тогда, когда удовлетворяются условия для образования около контакта запирающего слоя.

Рассмотрим теперь опыт, показанный на фиг. 57, именно с такой точки зрения, т. е. предположим, что около точечных контактов *э* и *к* образуются запирающие слои, и попытаемся объяснить результат опыта при таких условиях. Согласно материалу, изложенному в предыдущих главах, возникновение запирающего слоя около точечного контакта связано с образованием около поверхности контакта слоя германия с проводимостью другого типа, чем проводимость остального объема германия. Так как в данном случае рассматривается опыт со стерженьком германия типа n, то следует предположить, что около поверхности контакта возникает слой германия типа p. Предполжим также, что проводимость этого слоя выше, чем проводимость основного объема германия.

На фиг. 59 показана диаграмма уровней для случая, когда рассматриваемая система находится в равновесии, т. е. когда к электродам *э* и *к* не приложено внешних напряжений. Пунктирные прямые *ээ* и *кк* соответствуют положению переходов типа p—n около электрода *э* и типа n—p около электрода *к*, около которых образуются запирающие слои. Слева находится слой с дырочной проводимостью, образующийся около точечного контакта *э*. В этом слое имеются, следовательно, примеси, благодаря которым в запрещенной зоне образуется уровень акцепторов, ионизи-

рованных при комнатной температуре за счет электронов заполненной зоны. Этот уровень расположен вблизи заполненной зоны. Следовательно, в заполненной зоне этого слоя германия типа p образуются свободные дырки. В основном слое германия типа n имеются примеси, вызывающие появление уровня ионизированных доноров вблизи зоны проводимости. В этом объеме германия возникает, следова-



Фиг. 59. Распределение уровней энергии электронов в германии при наличии двух точечных контактов в состоянии равновесия.

тельно, электронная проводимость за счет электронов в зоне проводимости германия. Наконец, в правой части фиг. 59 изображен слой германия типа p около электрода *к*. Здесь, опять-таки около заполненной зоны, имеются примесные акцепторы и свободные дырки в заполненной зоне. При таких условиях на переходах типа p—n и n—p возникнут два запирающих слоя с высотами потенциальных барьеров соответственно равными φ_1 и φ_2.

Если к обоим точечным электродам приложено напряжение, как это показано на фиг. 57, то диаграмма распределения уровней изменится. В части гл. 3, посвященной образованию запирающего слоя в переходах типа p—n для полупроводников с проводимостью разного типа, на фиг. 30,*в*

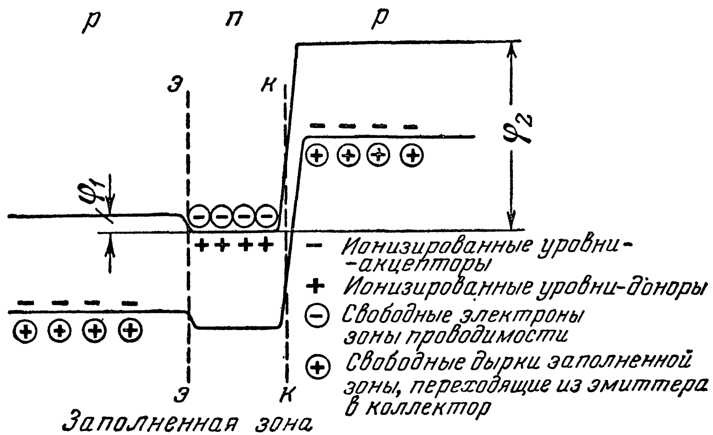
был показан вид возникающего при таких условиях потенциального барьера при обратном токе, когда слой полупроводника типа p находится под более низким потенциалом, чем слой полупроводника типа n. В этом случае все уровни энергии электронов в слое полупроводника типа p повышаются относительно уровней в слое полупроводника типа n на величину, близкую к приложенному напряжению. При обратном направлении приложенного напряжения потенциальный барьер уменьшается. Тогда диаграмма уровней для схемы на фиг. 57 будет иметь следующий вид, если к точечному контакту *к* приложен отрицательный потенциал, а к контакту *э* — небольшой положительный потенциал: уровни энергий в слое германия типа p справа от границы *кк* на фиг. 59 должны повыситься относительно среднего слоя германия типа n на величину, близкую к напряжению, $Б_к$ (фиг. 57), приложенному между точечным контактом *к* и основанием. В тонком слое вблизи перехода типа p—n около границы *кк* возникнет потенциальный барьер, препятствующий прохождению электронов из среднего слоя германия типа n в правый слой германия типа p. Через переход типа n—p (около *кк*) будет проходить обратный ток от внешнего источника напряжения между электродом *к* и основанием *о*.

К электроду *э* приложен небольшой (порядка 0,1 *в*) положительный потенциал (относительно основания) от батареи $Б_э$. Этот потенциал будет уменьшать потенциальный барьер в слое *ээ*. Таким образом, диаграмма уровней для схемы, показанной на фиг. 57, с учетом напряжений, приложенных к электродам, будет иметь вид, показанный на фиг. 60.

Запирающий слой в переходе типа n—p около *кк* (фиг. 60) представляет большое сопротивление между контактом *к* и основанием *о* для тока, вызываемого батареей $Б_к$ (фиг. 57), так как этот ток является обратным током для перехода типа n—p. Поэтому бо́льшая часть напряжения падает в запирающем слое и меньшая часть — в сопротивлении объема полупроводника. Но все же в среднем слое германия имеется небольшое поле, направленное к контакту *к*, резко возрастающее в области запирающего слоя около *кк*.

В рассмотренном трехслойном образце германия будут происходить следующие явления. Под действием теплового движения некоторая часть электронов, находящихся в за-

полненной зоне среднего слоя германия, может преодолеть небольшой потенциальный барьер φ_1 и попасть на дырочные уровни (свободные от электронов) в заполненной зоне левого слоя германия типа р (фиг. 60). Другими словами, это означает, что под действием теплового движения часть дырок, преодолев небольшой потенциальный барьер φ_1, перейдет из левого слоя типа р в заполненную зону среднего



Фиг. 60. Диаграмма энергетических уровней для кристаллического триода с точечными контактами с германием типа n в качестве полупроводника при отрицательном потенциале коллектора и небольшом положительном потенциале эмиттера относительно основания.

слоя типа n. Дырки, перешедшие в средний слой типа n из левого слоя, будут распространяться в заполненной зоне среднего слоя. Так как размеры каждого из трех слоев германия велики по сравнению со *средней длиной свободного пробега* носителей заряда, т. е. с тем *средним расстоянием, которое заряд может пролететь без соударений*, то дырки, перешедшие в заполненную зону германия типа n, будут участвовать в двух движениях. Они будут перемещаться к точечному контакту *к* под действием поля, создаваемого батареей $Б_к$ (фиг. 57), и одновременно участвовать в диффузионном движении, вызываемом тепловым движением частиц германия.

При отсутствии теплового движения механизм перемещения дырки к контакту *к* состоял бы в том, что дырка,

получившая электрон от ближайшего нейтрального атома германия, расположенного на пути к контакту *к* вдоль направления поля, перешла бы на его место. Затем точно таким же образом дырка перешла бы на место следующего нейтрального атома германия, расположенного в том же направлении. Так, переходя от атома к атому, заряд дырки дошел бы до запирающего слоя *кк* около точечного контакта *к*, двигаясь в направлении приложенного поля. Наличие теплового движения усложняет движение дырок в среднем слое германия типа n. Вследствие теплового движения дырка может в какой-то момент получить электрон не от того нейтрального атома германия, который находится между ней и точечным контактом *к*, а от какого-либо бокового атома или даже от атома, расположенного в противоположном направлении. Таким образом, перемещаясь от атома к атому по направлению к точечному контакту *к*, дырка будет одновременно совершать беспорядочные перемещения во все стороны вследствие взаимодействий с другими атомами, вызываемых тепловым движением. Таким образом, кроме упорядоченного движения к контакту *к*, дырки будут испытывать неупорядоченное перемещение, отклоняясь от своего пути. Это неупорядоченное движение дырок и называют диффузионным движением.

Следует еще обратить внимание на особый характер проводимости, которая имеет место в германии, при прохождении дырок через заполненную зону германия типа n. При обычной проводимости в металле электрические заряды не перемещаются по проводу со скоростью прохождения тока.

За время распространения тока от одного конца провода до другого электроны в металле совершают лишь микроскопические перемещения на соседние атомы. Но перемещение электрона на соседний атом вызывает соответствующее перемещение электронов во всей цепочке атомов, составляющих проводник. Скорость распространения этого совокупного перемещения зарядов, определяемая скоростью распространения электромагнитного поля вдоль провода, и определяет скорость распространения тока в металле. Эта скорость значительно выше, чем скорость перемещения отдельных электронов.

В данном случае имеет место совершенно иной процесс. Прохождение тока через средний слой германия типа n осуществляется не за счет электронов, т. е. *основных* носи-

телей зарядов полупроводника типа n, а за счет *неосновных* зарядов — дырок, попавших в этот слой из слоя германия типа p, расположенного около точечного контакта *э*. Такой *дырочный ток в германии типа* n характеризуется тем, что *дырки непосредственно перемещаются через этот слой германия от одного точечного контакта к другому* путем последовательного перехода от атома к атому. Время распространения тока при таком механизме электропроводности определяется скоростью прохождения дырок от запирающего слоя *ээ* до слоя *кк*. Эта скорость значительно *меньше*, чем скорость распространения электромагнитного поля вдоль металлического провода, т. е. скорость распространения тока в металле.

Длительное время перехода дырок через объем германия типа n приводит к тому, что поток таких зарядов успевает за это время значительно размыться вследствие существования диффузии. Дырки, попавшие одновременно в объем германия типа n, придут в разное время к запирающему слою *кк*, так как их траектории вследствие наличия диффузии оказываются различными. Если разность времен перехода дырок через германий сравнима с длительностью передаваемого электрического импульса, то форма импульса существенно искажается. Поэтому длительность перехода дырок через германий при одновременном влиянии диффузии определяет собой предельную высокую частоту, при которой могут быть использованы кристаллические триоды.

Процесс перемещения носителей зарядов одного типа (в данном случае дырок) в полупроводнике с проводимостью другого типа (в данном случае германия типа n) отличается еще тем, что он связан с возникновением в германии *добавочной электропроводности,* специфичной для такого механизма распространения зарядов. Появление добавочной электропроводности и определяет собой добавочный расход энергии источниками питания, за счет которой этот ток поддерживается.

Часть дырок, переходящих в заполненной зоне германия типа n от контакта *э* к контакту *к*, рекомбинирует с электронами зоны проводимости, которые вследствие теплового движения в особых случаях могут получить энергию, достаточную для перехода через запрещенную зону на дырочные уровни заполненной зоны. Часть дырок окажется около границы с правым слоем с проводимостью типа p.

Если расстояние между точечными контактами мало, то дырки почти целиком перейдут в заполненную зону правого слоя. Дырки, переходя из слоя германия типа n в правый слой германия типа p, будут «падать» в положение с меньшей потенциальной энергией. Другими словами, электроны будут переходить из уровней с более высокой потенциальной энергией слоя типа p на дырочные уровни с более низкой потенциальной энергией для электронов в слое типа n, т. е. электроны заполненной зоны будут «падать» с потенциального барьера высотой φ_2.

Одновременно с этим будут переходить электроны из зоны проводимости среднего слоя типа n в зону проводимости правого слоя типа p и дырки из заполненной зоны слоя типа p в заполненную зону слоя типа n. Однако этим электронам и дыркам приходится «взбираться» на потенциальный барьер φ_2, а не «падать» с него, как дыркам, переходящим из слоя типа n в слой типа p. Поэтому этот процесс будет несущественен, если φ_2 имеет достаточно большое значение.

Таким образом, точечный контакт *э* на фиг. 57 будет являться источником дырочных зарядов, *эмиттируемых* через запирающий слой в объем германия типа n и распространяющихся ко второму точечному контакту *к* (строгое объяснение эмиссии зарядов в средний слой германия дано В. Е. Лашкаревым в 1951 г.). По этой причине точечный контакт *э* получил название *эмиттера*, а точечный контакт *к* — *коллектора*.

Присутствие дырок в качестве носителей зарядов в германии типа n приводит, во-первых, к появлению в германии добавочной электропроводности и, во-вторых, к тому, что запирающий слой коллектора, характеризующийся высоким сопротивлением для электронов германия типа n при их перемещении к коллектору, свободно пропускает в этом направлении дырки.

Одновременно запирающий слой коллектора представляет высокое сопротивление для тока батареи коллектора, являющегося обратным током относительно этого запирающего слоя.

При достаточно малом расстоянии между эмиттером и коллектором время перемещения дырок от эмиттера к коллектору под действием поля коллектора мало по сравнению со средним временем, в течение которого происходит рекомбинация дырок с электронами зоны проводимости германия

типа n. Поэтому бо́льшая часть дырок, эмиттированная в германий типа n из эмиттера, не успеет рекомбинировать за время их перемещения от эмиттера к коллектору и будет попадать на коллектор.

В простом кристаллическом диоде в режиме прямого тока также имеет место эмиссия дырок из германия типа р в германий типа n, но здесь значительная часть дырок, перешедших через запирающий слой в германий типа n, успевает рекомбинировать с электронами, прежде чем они переместятся под действием поля к контакту.

Процесс в переходе типа р — n около эмиттера для системы, показанной на фиг. 57, сходен с тем, который происходит в кристаллическом диоде в режиме прямого тока. Но благодаря близости коллектора к эмиттеру, наличию поля коллектора и медленности процесса рекомбинации бо́льшая часть дырок, эмиттированных в объем германия типа n, переходит здесь на коллектор, образуя замкнутую цепь тока $А$-$э$-$к$-$R_н$-$Б_к$-$Б_э$-$Б$ (фиг. 57) за счет энергии внешних источников напряжения.

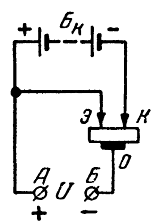
Величина потока дырок, эмиттируемого в германий типа n, зависит от электропроводности слоя германия типа р около эмиттера и может управляться напряжением, приложенным между эмиттером и основанием. Чем выше электропроводность германия типа р, тем больше в нем свободных дырок, которые могут быть эмиттированы через запирающий слой. С другой стороны, высота потенциального барьера также зависит от электропроводности германия типа р. Чем выше электропроводность германия, тем больше в нем концентрация примесных атомов и тем выше потенциальный барьер. Поэтому при высокой электропроводности слоя германия типа р около эмиттера для получения достаточной эмиссии положительный потенциал эмиттера относительно основного электрода должен быть повышен так, чтобы потенциальный барьер был невысоким (на несколько десятых вольта). Тогда высокая электропроводность слоя германия типа р около эмиттера может привести к значительной эмиссии дырок в объем германия типа n. Для получения таких условий напряжение эмиттера обычно выбирают равным нескольким десятым вольта в прямом направлении. Изменение напряжения, приложенного между эмиттером и основанием, дает возможность управлять потоком *зарядов дырок*, эмиттируемых в германий типа n, главным образом за счет изменения высоты потенциального барьера эмиттера.

Небольшая часть дырок, эмиттированных в германий типа n, рекомбинирует с электронами зоны проводимости и образует ток между эмиттером и основанием. Ток между эмиттером и основанием будет, кроме того, вызываться электронами, переходящими из основного объема германия типа n в эмиттер через запирающий слой эмиттера. Величина этого тока составляет небольшую долю от тока между эмиттером и коллектором. Этот ток увеличивает мощность, затрачиваемую на управление эмиссией дырок в германий типа n. Поэтому желательно, чтобы он был малым по сравнению с дырочным током между эмиттером и коллектором. Для этой цели электропроводность основного объема германия типа n должна быть возможно меньше электропроводности германия типа p около эмиттера. При таких условиях мощность, затрачиваемая внешним источником напряжения на управление эмиттируемого потока дырок, оказывается очень малой. Малая электропроводность объема германия типа n приводит также к удлинению среднего времени, в течение которого происходит рекомбинация.

Ток между коллектором и основанием является обратным током перехода типа p — n около коллектора. Механизм образования такого тока был рассмотрен выше (гл. 3, стр. 58).

Сопротивление запирающего слоя около коллектора и небольшой прилегающей к нему области германия значительно превышает сопротивление остальной части его объема. Поэтому бóльшая часть напряжения, приложенного между коллектором и основанием, будет падать на запирающем слое. Это напряжение примерно равно разности потенциалов между слоями германия, лежащими по обе стороны запирающего слоя. Высота потенциального барьера около коллектора существенно зависит от этого напряжения. Обычно между коллектором и основанием прикладывается напряжение $U_к$ около 10 *в* так, чтобы потенциал коллектора был отрицателен, как это показано на фиг. 57. Для того чтобы при таком относительно высоком обратном напряжении сопротивление контакта коллектора не стало отрицательным, необходимо применять германий с малыми примесями, т. е. с высоким удельным сопротивлением, при котором максимальное обратное напряжение велико.

Управление эмиссией потока дырок в германий типа n из эмиттера требует значительно меньшей затраты электрической мощности, чем та мощность, которую способен выделить управляемый поток дырок. Это свойство рассматриваемой системы, которое дает возможность использовать ее в качестве усилителя, типично для всех систем, относящихся к классу электрических реле. К такому классу систем относится, как известно, и электронная лампа.



Фиг. 61. Видоизмененная схема опыта, в которой эмиттер является общей точкой.

Чтобы лучше представить эти свойства, рассмотрим систему, показанную на фиг. 61. Она отличается от системы, изображенной на фиг. 57, лишь тем, что общей точкой в ней является эмиттер *э*, а не основание *о*. Благодаря этому внешняя цепь коллектора замыкается в такой схеме непосредственно на эмиттер. Обратный ток коллектора в германий попадает почти целиком на эмиттер благодаря его близости к коллектору. Лишь незначительная часть обратного тока ответвится на основание. Этот ток, однако, не скажется в дальнейших рассуждениях, так как он имеет постоянную величину и не зависит от небольшого напряжения U, приложенного ко входным зажимам A и $Б$ между эмиттером и основанием [1].

Между коллектором и эмиттером внутри объема германия проходят два параллельных тока: ток электронов, являющийся обратным током перехода типа p — n около коллектора, зависящий от напряжения коллектора, и дырочный ток от эмиттера к коллектору, эмиттируемый в германий через переход типа p — n около эмиттера и являющийся источником дополнительной проводимости между эмиттером и коллектором. Этот ток $\Delta I_к$ зависит при заданном напряжении коллектора от напряжения между эмиттером и основанием.

Обозначим через U напряжение, которое нужно приложить между эмиттером и основанием, чтобы дырочный ток между эмиттером и коллектором возрос от нуля до $\Delta I_к$. Полная мощность управляемого потока в германии будет равна

[1] Это справедливо, если не учитывать дополнительного усиления по току в коллекторе, о котором будет итти речь ниже.

$P_к = \Delta I_к \cdot U_к$. С другой стороны, мощность, затраченная внешним источником напряжения между эмиттером и основанием для образования тока $\Delta I_к$, равна $\Delta P_э = \Delta I_{оэ} \cdot U$, где $\Delta I_{оэ}$ — небольшая часть дырочного тока, эмиттированного в объем германия, ответвляющаяся на основание, и электронный ток, проходящий из зоны проводимости германия типа n в эмиттер. Следовательно, $\Delta I_{оэ} \ll \Delta I_к$. Так как, с другой стороны, $U < U_к$, то $P_э \ll P_к$, т. е. мощность, затрачиваемая на управление эмиссией дырок в германий, значительно меньше мощности управляемого потока.

Этот результат, справедливый также и для системы, показанной на фиг. 57, доказывает, что она обладает тем основным свойством, которому должен удовлетворять кристаллический триод согласно определению, данному в начале настоящей главы.

Действительно, система, показанная на фиг. 57, представляет собой физическую модель кристаллического триода, включенного в схему, с помощью которой можно осуществить усиление.

При правильном подборе режима, величины нагрузочного сопротивления коллектора и схемы включения кристаллического триода с его помощью возможно усиление по напряжению, току и мощности.

Рассмотрим теперь более конкретно вопрос о действии коллектора кристаллического триода и функциях запирающего слоя коллектора. Назначение коллектора состоит в том, чтобы «уловить» поток зарядов, эмиттированных в германий типа n, и образовать ток в цепи нагрузки. С этой точки зрения назначение коллектора совершенно аналогично назначению анода электронной лампы.

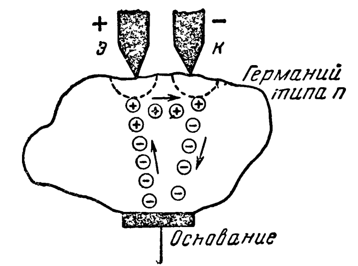
Необходимость запирающего слоя коллектора связана со следующими обстоятельствами:

1. Запирающий слой коллектора свободно пропускает в коллектор дырки, эмиттированные в германий типа n, представляя в то же время высокое сопротивление для обратного тока между коллектором и основанием. Благодаря этому запирающий слой коллектора нарушает шунтирующее действие небольшого сопротивления объема германия между коллектором и основанием на цепь нагрузки коллектора. При отсутствии запирающего слоя шунтирующее действие объема германия практически полностью нарушило бы усилительные свойства кристаллического триода.

2. Ток между коллектором и основанием, являющийся обратным током перехода типа p — n, благодаря свойствам запирающего слоя коллектора мало зависит от напряжения на коллекторе. Поэтому запирающий слой коллектора дает относительную независимость поведения кристаллического триода от условий в цепи нагрузки.

3. Высокое обратное сопротивление запирающего слоя коллектора обеспечивает малый расход мощности батареи коллектора.

4. В коллекторе кристаллического триода может иметь место дополнительное усиление по току. Одно из возможных объяснений этого явления дано в следующей главе на стр. 142.

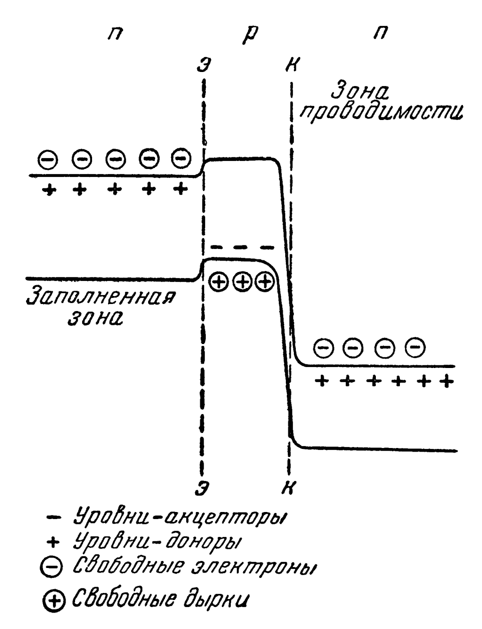


Фиг. 62. Картина, иллюстрирующая движение зарядов в полупроводнике типа n кристаллического триода.

Общая картина перемещения зарядов в кристаллическом триоде показана на фиг. 62. Дырки перемещаются от эмиттера к коллектору. Электроны перемещаются от коллектора к основанию и от основания к эмиттеру. Рекомбинация этих электронов с дырками наряду с электронами, проходящими через запирающий слой в эмиттер, образует ток между эмиттером и основанием.

Следует указать, что аналогичный эффект может быть также получен при применении в качестве полупроводника германия типа p при условии, что потенциалы, приложенные к эмиттеру и коллектору, имеют знаки, обратные тем, которые были приложены к германию типа n на фиг. 57. Если считать, что около точечных контактов металлических проводников с поверхностью германия образуются небольшие области с электронной проводимостью, то диаграмма уровней для такого случая должна иметь вид, показанный на фиг. 63. Эта диаграмма получается на основании тех же физических рассуждений, которые лежат в основе построения диаграммы уровней для германия типа n. Электроны зоны проводимости поверхностного слоя германия типа n около эмиттера под действием теплового движения преодолевают небольшой потенциальный барьер *ээ* и попадают в зону проводимости основного объема германия типа p. Перемещаясь под действием поля в этом объеме, они

достигают коллектора, который, как и в предыдущем случае, расположен от эмиттера на расстоянии порядка 0,1 *мм*. Около коллектора эти электроны «падают» в зону проводимости коллектора, где благодаря положительному потенциалу коллектора уровни энергии электро-



Фиг. 63. Диаграмма распределения уровней энергии электронов в кристаллическом триоде с германием типа р.

нов расположены значительно ниже. Дырочный ток, проходящий из коллектора на основание, является обратным током запирающего слоя коллектора. Если проводимость слоя эмиттера превышает проводимость основного объема германия, то количество дырок, переходящих из основного объема в эмиттер, мало по сравнению с количеством электронов, перемещающихся в обратном направлении.

Таким образом, действие кристаллического триода с германием типа р аналогично действию кристаллического триода с германием типа n. Главная разница заключается в том, что носителями зарядов в этом случае являются не дырки, а электроны. В соответствии с этим изменяется кон-

фигурация диаграммы уровней энергий электронов. Кристаллические триоды с точечными контактами с германием типа p получили пока меньшее распространение.

Из изложенного следует, что конструкция кристаллического триода представляет собой усложненную конструкцию кристаллического детектора, изобретенного А. С. Поповым. Образование запирающего слоя в точечном контакте металла с полупроводником, использованное А. С. Поповым для детектирования сигналов, лежит также в основе действия кристаллического триода. Но функции, выполняемые запирающими слоями, здесь сложнее. В кристаллическом триоде использовано, таким образом, развитие основного принципа кристаллического детектора А. С. Попова, осуществленное через 50 лет благодаря тем результатам, к которым привели за это время исследования по полупроводникам.

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ТРИОДЫ ИЗ МОНОКРИСТАЛЛА ГЕРМАНИЯ ТИПА n—p—n и p—n—p [Л. 8]

До сих пор описывалось действие кристаллических триодов с точечными контактами. В настоящее время различают два типа кристаллических триодов:

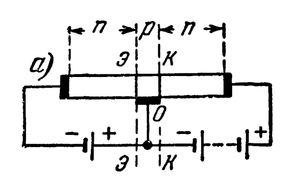
1. Кристаллические триоды с точечными контактами.
2. Кристаллические триоды из монокристалла германия с переходами типа n — p — n и p — n — p, условно называемые *кристаллическими триодами типа n — p — n и p — n — p.*

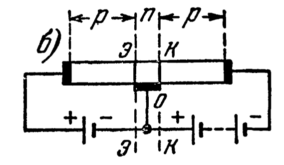
Кристаллические триоды из монокристалла германия отличаются от кристаллических триодов с точечными контактами тем, что образование слоев с проводимостью другого типа, чем проводимость основного объема германия, происходит не в процессе формовки точечного контакта, а путем применения специальной технологии изготовления монокристалла германия. Такие монокристаллы имеют вид трехслойных стерженьков малых размеров. В случае кристаллического триода типа n — p — n средний слой стерженька состоит из германия типа p. Этот слой германия обычно очень тонок; его толщина составляет менее 0,1 *мм*. По обе стороны этого слоя расположены слои германия типа n (фиг. 64,*a*).

В процессе изготовления монокристалла удельные электропроводности отдельных слоев подбираются таким образом, чтобы соотношения между ними удовлетворяли ука-

занным выше требованиям, т. е. чтобы удельная электропроводность слоя эмиттера была велика по сравнению с удельной электропроводностью основного объема германия. Обычно удельные электропроводности слоев n — p — n соответственно равны 100 $ом^{-1} \cdot см^{-1}$ — 1 $ом^{-1} \cdot см^{-1}$ — 0,1 $ом^{-1} \cdot см^{-1}$.

Запирающие слои в таком трехслойном монокристалле германия образуются на переходах типа n — p и p — n. На фиг. 64,*а* запирающий слой эмиттера образуется на границе перехода типа n — p в плоскости сечения *ээ*, а запирающий слой коллектора — на границе перехода типа p — n в плоскости сечения *кк*. Так как образование запирающих слоев здесь не связано со свойствами контакта металла с германием, а определяется только способом изготовления германия такого типа, то контакты подводящих проводов эмиттера и коллектора с поверхностью германия отнюдь не должны быть точечными. Обычно они осуществляются путем нанесения сплошного металлического слоя на одну из граней соответствующего слоя германия и припайки к нему выводных проводников. Аналогичным образом может быть осуществлен кристаллический триод типа p — n — p из монокристалла германия, показанный на фиг. 64,*б*. Как и в случае кристаллических триодов с точечными контактами, знаки приложенных потенциалов к эмиттеру и коллектору для кристаллических триодов типов n — p — n и p — n — p должны быть обратными.





Фиг. 64. Монокристаллы германия.

а — с переходами типа n — p — n, *б* — с переходами типа p — n — p.

Действие кристаллических триодов типов n — p — n и p — n — p принципиально не отличается от действия рассмотренных выше кристаллических триодов с точечными контактами. Благодаря тому что кристаллические триоды типов n — p — n и p — n — p изготовлены из монокристалла, в них меньше сказываются побочные явления, которые могут влиять на работу кристаллических триодов с точечными контактами и количественно изменять их свойства. Сопротивление объема германия сосредоточено для кристаллических триодов из монокристалла в области

запирающего слоя. Сопротивление запирающего слоя коллектора значительно выше, чем для кристаллических триодов с точечными контактами. Сопротивление объема полупроводника мало по сравнению с этим сопротивлением. Поэтому напряжение, приложенное к коллектору, почти целиком падает на запирающем слое коллектора. Вследствие этого носители зарядов, попавшие из эмиттера в средний слой германия такого кристаллического триода, испытывают малое воздействие со стороны поля коллектора. Движение зарядов в этом слое носит в основном диффузионный характер, до тех пор пока они не достигают области запирающего слоя коллектора. По этой причине расстояние между переходами типа p — n эмиттера и коллектора для такого кристаллического триода должно быть меньшим, чем для кристаллического триода с точечными контактами, так чтобы это расстояние было мало по сравнению с длиной диффузии носителей зарядов, т. е. с тем средним расстоянием, на которое заряд может переместиться до рекомбинации. Попав в область запирающего слоя, заряды переходят в слой коллектора под действием поля.

Кристаллические триоды типов n — p — n и p — n — p характеризуются рядом преимуществ. Отсутствие точечных контактов само по себе представляет существенное преимущество, так как электролитически нанесенные контакты обеспечивают значительно бо́льшую механическую прочность кристаллического триода, бо́льшие электрическую устойчивость и мощность, снимаемую на выходной нагрузке кристаллического триода.

АНАЛОГИЯ МЕЖДУ КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ТРИОДАМИ И ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАМПОЙ

Обычно в литературе принято проводить аналогию между кристаллическим триодом и электронной лампой, подчеркивая известное сходство в их действии. Известная внешняя аналогия между кристаллическим триодом и электронной лампой действительно имеется. Эту аналогию можно проводить лишь до известного предела, не забывая, что физические явления, происходящие в кристаллическом триоде, существенно отличаются от тех, которые происходят в электронной лампе.

Общим между кристаллическим триодом и трехэлектродной электронной лампой является то, что в обеих системах

имеется по три электрода, с помощью которых осуществляется их действие. Каждый из трех электродов электронной лампы имеет свой аналог в кристаллическом триоде. Эмиттер кристаллического триода служит источником зарядов, проникающих в основной объем германия. Аналогично этому катод электронной лампы эмиттирует электроны в пространство между катодом и анодом. Потенциал, приложенный к основанию кристаллического триода относительно эмиттера, управляет потенциальным барьером образующегося около эмиттера запирающего слоя и, следовательно, управляет потоком зарядов, попадающих из эмиттера на коллектор. Аналогично в электронной лампе потенциал, приложенный к управляющей сетке относительно катода, путем воздействия поля на пространственный заряд управляет потоком электронов, достигающих анода. Таким образом, основание кристаллического триода выполняет функции, сходные с теми, которые выполняет управляющая сетка в электронной лампе. Наконец, коллектор кристаллического триода подобно аноду трехэлектродной лампы «улавливает» поток зарядов, перешедший от эмиттера в германий. Таким образом, с точки зрения выполняемых ими функций между тремя электродами кристаллического триода и электродами вакуумного триода действительно имеется аналогия. Схема включения кристаллического триода на фиг. 57 подобна схеме усилителя с заземленной сеткой с электронной лампой, а схема на фиг. 61 аналогична схеме с заземленным катодом.

Однако более глубокой аналогии между кристаллическим триодом и электронной лампой провести не удается.

Это объясняется прежде всего тем, что механизмы перемещения зарядов в вакууме и в германии кристаллического триода существенно различны. В вакууме электрон, эмиттируемый катодом, после прохождения области пространственного заряда движется под действием силы поля анода и достигает последнего без соударения с молекулами остатков газа. Длина свободного пробега электрона в лампе велика по сравнению с расстоянием от катода до анода. В кристаллическом триоде имеет место обратное соотношение. Длина свободного пробега заряда мала по сравнению с расстоянием от эмиттера до коллектора. Поэтому диффузионное движение существенно в процессе перемещения электронов и дырок от эмиттера к коллектору.

Условие малости расстояния катод — анод по сравнению с длиной свободного пробега заряда в электронной лампе, заменяется в кристаллическом триоде условием малости расстояния эмиттер — коллектор по сравнению со средней длиной диффузии, т. е. средним расстоянием, которое эмиттированный заряд проходит без рекомбинации.

Траектории движения каждого заряда имеет вид сложной ломаной линии. Перемещение зарядов может совершаться в самых разнообразных направлениях. Действие поля коллектора на заряды сказывается сильно лишь тогда, когда заряды достигают области запирающего слоя коллектора. Время перемещения заряда от эмиттера до коллектора превышает время пролета электрона в лампе и имеет значение порядка 10^{-6} сек. для кристаллического триода типа n — p — n и порядка 10^{-8} сек. для кристаллического триода с точечными контактами. Время прохождения заряда от эмиттера до коллектора растет с увеличением расстояния между ними.

Помимо различия в механизме распространения зарядов, можно указать еще на одно существенное различие между кристаллическим триодом и трехэлектродной лампой.

Благодаря тому что в трехэлектродной лампе поля, вызываемые приложенными к электродам потенциалами, не сосредоточены около электродов, а распространены более или менее равномерно вдоль всего пространства анод — катод, режимы электродов взаимозависимы. Влияние управляющей сетки электронной лампы на поток электронов определяется не только потенциалом сетки, но также потенциалом анода. В кристаллическом триоде условия существенно отличны. Приложенные к электродам напряжения падают главным образом на запирающих слоях. Напряжение, приложенное к коллектору, падает в основном на запирающем слое коллектора, мало влияя на режим запирающего эмиттера. Это обстоятельство является очень важным и только благодаря ему кристаллический триод может надежно выполнять функции усилителя. Действительно, дырочный или электронный ток, эмиттируемый в объем германия, очень мало зависит от режима коллектора. Если при этом эмиттируемый ток попадает на коллектор, казалось бы, что путем увеличения нагрузочного сопротивления коллектора можно получить сколь угодно большое усиление по напряжению.

В вакуумном триоде такие условия не имеют места. При увеличении анодного сопротивления усиление по напряжению не может беспредельно возрастать вследствие влияния поля анода на пространственный заряд лампы. При увеличении анодного сопротивления падает анодное напряжение и увеличивается эквивалентное отрицательное управляющее напряжение сетки. Анодный ток лампы, т. е. электронный ток, попадающий на анод из области пространственного заряда, уменьшается. Свойства кристаллического триода приближаются с этой точки зрения к свойствам экранированной лампы, где благодаря малой проницаемости обратная реакция анода мала.

Следует указать, что при беспредельном увеличении нагрузочного сопротивления усиление по напряжению кристаллического триода также не будет возрастать до бесконечности. Но это объясняется не влиянием коллектора на эмиттер, а тем, что при большом нагрузочном сопротивлении уменьшается потенциал на коллекторе, вследствие чего изменяется режим находящегося около него запирающего слоя, что приводит к общему нарушению режима кристаллического триода.

Некоторое влияние цепи коллектора на цепь эмиттера имеет место в кристаллическом триоде за счет небольшого падения напряжения тока коллектора на сопротивлении объема германия, являющегося общим для цепей коллектора и эмиттера. Это явление создает в кристаллическом триоде обратную связь.

КОНСТРУКТИВНОЕ ОФОРМЛЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТРИОДОВ

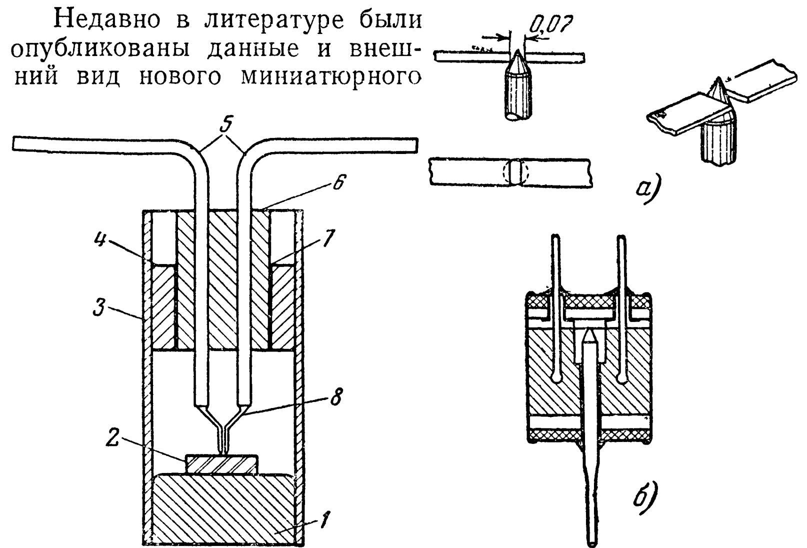
В настоящее время получили распространение две основные конструкции кристаллических триодов с точечными контактами, показанные на фиг. 65 и 66 [Л. 9].

На фиг. 65 показана одна из первых конструкций кристаллического триода с точечными контактами, получившая в литературе название кристаллического триода типа А. Кристаллический триод смонтирован в цилиндрическом патроне высотой 12 *мм* и диаметром около 5 *мм*. Полупроводник установлен на латунном основании, металлически соединенном с латунной оболочкой патрона, представляющей собой основание кристаллического триода. Контактные пружинки эмиттера и коллектора укреплены на

никелевых проводниках диаметром 0,7 *мм*, заделанных в керамической втулке.

Вторая конструкция (одна из последних) показана на фиг. 66. Контактные пружинки эмиттера и коллектора представляют собой две тонкие полоски фольги, концы которых упираются в обточенный на конус образец германия (фиг. 66,*а*). При помощи такой конструкции удается получить еще меньшие расстояния между эмиттером и коллектором, чем в предыдущих конструкциях, т. е. менее 0,1 *мм*.

Недавно в литературе были опубликованы данные и внешний вид нового миниатюрного



Фиг. 65. Конструкция кристаллического триода с точечными контактами (типа А).

1 — латунное основание; *2* — германий; *3* — латунный патрон; *4* — латунная трубка; *5* — никелевый провод диаметром 0,7 *мм*; *6* — керамическая втулка; *7* — клей, *8* — контактная пружинка диаметром 0,125 *мм*.

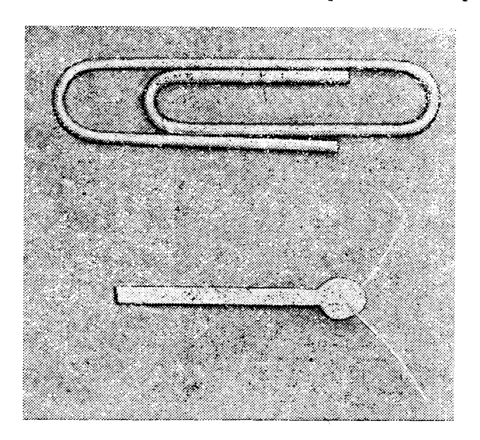
Фиг. 66. Конструкция конусного кристаллического триода с точечными контактами.

а — изображение деталей конусного кристаллического триода; *б* — конструкция конусного кристаллического триода с точечными контактами

кристаллического триода с точечными контактами, так называемого кристаллического триода «бусинного» типа. Фотография такого кристаллического триода показана на фиг. 67. Чтобы получить представление о размерах этого кристаллического триода, на этой же фотографии показана канцелярская скрепка обычного размера [Л. 10].

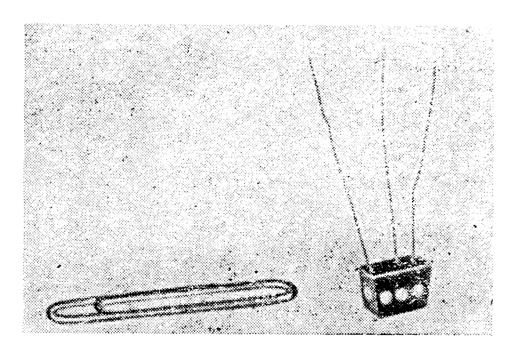
На фиг. 68 показан внешний вид кристаллического триода из монокристалла германия типа n — p — n [Л. 10].

Из приведенных фотографий кристаллических триодов видно, что они значительно миниатюрнее электронных ламп.



Фиг. 67. Фотография миниатюрного кристаллического триода с точечными контактами.

Здесь же для сравнения размеров дана фотография канцелярской скрепки.

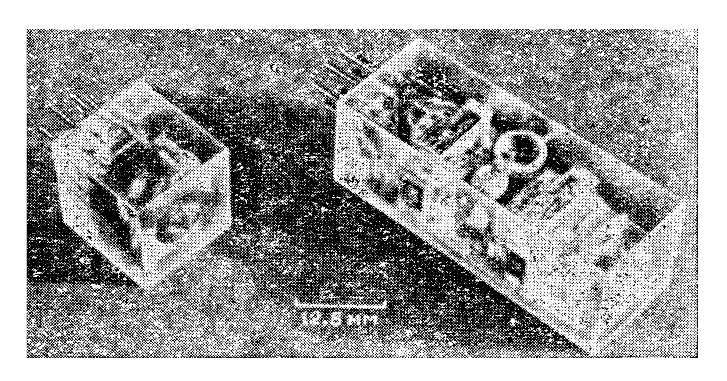


Фиг. 68. Фотография миниатюрного кристаллического триода из монокристалла германия типа n — p — n.

Для сравнения размеров показана фотография канцелярской скрепки.

Это позволяет осуществлять различную аппаратуру с кристаллическими триодами исключительно малых размеров и легкого веса.

На фиг. 69 даны фотографии звукового генератора (слева) и двухкаскадного усилителя (справа) на кристаллических триодах типа n — p — n, содержащих миниатюрные детали, заделанных в прозрачную пластмассу с укрепленным на ней ламповым цоколем для подводки питания через ламповую панельку. Чтобы получить представление об общих размерах этой аппаратуры, на фотографии показан масштаб, равный 12 *мм*. Генератор дает стабильные колебания при минимальном напряжении коллектора 55 *мв*, токе коллектора 1,5 *мка* и полной мощности питания 0,09 *мквт*. Усилитель имеет полосу частот 100—20 000 *гц* при усилении мощности 90 *дб*. Усиление практически постояннно при изменении напряжения на коллекторе в пре-



Фиг. 69. Генератор звуковых частот (слева) и двухкаскадный усилитель с усилением мощности, равным 90 *дб* (справа), заделанные в пластмассу.

делах 1—20 *в*. При напряжении коллектора, равном 1,5 *в*, ток коллектора каждого кристаллического триода составляет 0,5 *ма* при полном расходе мощности питания 1,5 *мвт*. В режиме класса А такой усилитель способен выделять 0,7 *мвт* полезной мощности. Коэффициент шума при 1 000 *гц* равен 10—15 *дб* [Л. 8].

Из изложенного ясно, что с помощью кристаллических триодов возможно осуществление малогабаритной аппаратуры, требующей ничтожной мощности питания. Такая аппаратура представляет особенную ценность для установок переносного типа, а также для устройств, где применяется большое число усилительных каскадов. Особая выгода применения кристаллических триодов в такой аппаратуре со-

стоит в том, что они не требуют затраты мощности на подогрев эмиттера. Между тем в маломощной электронной лампе мощность, затрачиваемая на разогрев катода, несравненно выше полезной мощности, которую с нее удается снять.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТРИОДОВ

Можно указать на некоторые общие данные кристаллических триодов, характерные как для кристаллических триодов с точечными контактами, так и для кристаллических триодов из монокристаллов типа n — p — n.

Все типы кристаллических триодов характеризуются относительно высоким к. п. д., достигающим значения 35—50% и выше. Особенно высок к. п. д. для кристаллических триодов типа n — p — n, достигающий значения 49% в режиме усиления класса А [Л. 8] (при теоретически возможных 50%). Высокий к. п. д. и малогабаритность кристаллического триода являются основным его преимуществом по сравнению с электронной лампой. В электронной усилительной лампе вследствие необходимости затрачивать около 1 *вт* мощности на питание накала, которая не выделяется в полезной нагрузке, а затрачивается лишь на то, чтобы создать условия для эмиссии электронов, к. п. д. оказывается ничтожно низким и составляет доли процента. Отсутствие расхода мощности на накал освобождает от необходимости иметь аккумулятор накала или сухую батарею накала большой емкости, которыми приходится пользоваться в переносных устройствах. Вес батарей накала составляет обычно значительную часть общего веса всего переносного устройства. Мощность, затрачиваемая на питание кристаллических триодов, ничтожна. Наибольшая затрачиваемая мощность в коллекторе составляет в предельном случае милливатты. Это приводит к возможности уменьшения объема и веса деталей таких устройств и их питания от карманных батарей.

В массовой и многокаскадной аппаратуре, как, например, современных электронных счетных машинах, замена электронных ламп кристаллическими триодами является существенным экономическим фактором с точки зрения расхода электрической энергии.

Нельзя, однако, считать, что указанные преимущества позволяют говорить о полной замене электронных ламп кристаллическими триодами. Последние, как это будет видно,

обладают также рядом недостатков по сравнению с электронными лампами. Поэтому можно говорить лишь о частичной замене электронных ламп кристаллическими триодами, когда эти недостатки несущественны или же мало сказываются.

К числу недостатков кристаллического триода относится прежде всего неравномерность усиления по диапазону, значительно бо́льшая, чем для электронных ламп. Под усилением мощности кристаллического триода принято понимать отношение мощности на выходе к номинальной мощности источника сигнала, т. е. к максимальной мощности, которую источник сигнала с внутренним сопротивлением R_o способен выделить на внешнюю нагрузку. Максимальная мощность будет выделяться тогда, когда внешнее сопротивление равно внутреннему. Следовательно, номинальная мощность

$$P_н = \frac{1}{4} \cdot \frac{E^2}{R_o}.$$

Полезная мощность, выделяемая на выходной нагрузке, равна:

$$P_2 = \frac{U_н^2}{R_н}.$$

Здесь E — действующее значение э. д. с. источника сигнала и $U_н$ — действующее значение напряжения на выходной нагрузке. Усиление мощности кристаллического триода тогда равно:

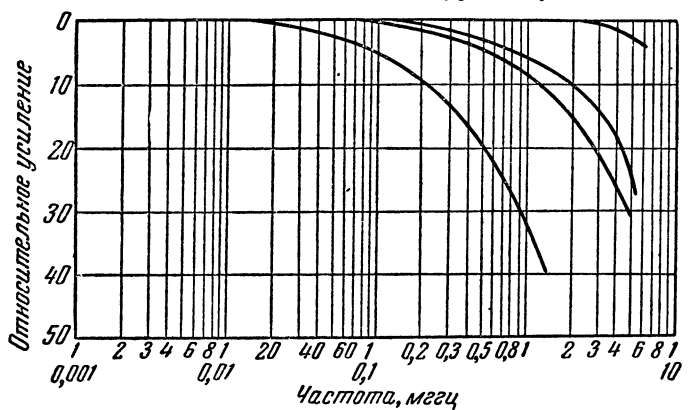
$$k = 4 \cdot \frac{U_н^2 \cdot R_o}{E^2 \cdot R_н}.$$

На фиг. 65 показана зависимость относительного усиления от частоты для нескольких экземпляров кристаллических триодов с точечными контактами. По вертикальной оси отложено отношение усиления при низких частотах к усилению при данной частоте. Из этих кривых следует, что при частоте 1 *мггц* усиление в среднем падает на 10 *дб*, а при 5 *мггц* оно уже падает более чем на 20 *дб*, т. е. более чем в 100 раз. Это значит, что усиление по напряжению падает более чем в 10 раз [Л. 9].

В последнее время опубликованы данные новых кристаллических триодов с точечными контактами, для которых граничная частота усиления равна 20—50 *мггц* [Л. 10]. Граничная частота усиления кристаллического триода это

та частота, при которой усиление по мощности падает на 3 *дб* по сравнению с усилением на низких частотах. В кристаллических триодах из монокристалла типа n — p — n граничная частота обычно не превышает 5 *мггц*. Таким образом, при усилении высоких частот порядка десятков мегагерц преимущество остается, повидимому, за кристаллическими триодами с точечными контактами.

Существуют две причины, вследствие которых усиление кристаллического триода падает при высоких частотах. Первая причина связана с конечностью времени перехода носителей зарядов от эмиттера к коллектору и определяется ста-



Фиг. 70. Зависимость усиления по мощности от частоты для нескольких кристаллических триодов с точечными контактами.

тистическим разбросом этого времени для отдельных дырок или электронов вследствие их участия в диффузионном движении при переходе от эмиттера к коллектору. Если этот разброс времени перехода становится сравнимым с периодом, то часть зарядов начнет компенсировать действие других, вследствие чего напряжение сигнала на выходе кристаллического триода падает. По этой причине расстояние между коллектором и эмиттером выгодно выбирать предельно малым [Л. 8].

Вторая причина, вызывающая уменьшение усиления, — емкость, шунтирующая запирающий слой коллектора. Эта емкость шунтирует внешнюю цепь кристаллического триода, вследствие чего усиление его падает с увеличением частоты. В кристаллических триодах с точечными контактами ко-

нечность времени перехода зарядов является доминирующим фактором, определяющим граничную частоту. В кристаллических триодах типа n — p — n большую роль играет емкость коллектора, так как площадь переходов типов p — n и n — p в монокристаллах, из которых делаются такие кристаллические триоды, превышает площадь точечных контактов. Эта емкость и ограничивает усиление таких кристаллических триодов на высоких частотах.

При низких частотах усиление мощности кристаллических триодов с точечными контактами равно 25—35 *дб* и доходит до 50 *дб* для кристаллического триода типа n — p — n [Л. 10]. Отсюда ясно, что современные кристаллические триоды могут быть использованы лишь на частотах до 10 или максимально нескольких десятков мегагерц. Кристаллические триоды, следовательно, пока еще не могут конкурировать с электронной лампой на ультравысоких частотах. В микроволновых приемниках они в лучшем случае могут быть использованы в качестве усилителей промежуточной частоты. Зато на низких частотах и частотах радиовещательного диапазона применение их вполне оправдано. На низких частотах кристаллические триоды могут давать бо́льшие усиления, чем электронные лампы.

Другим существенным недостатком кристаллического триода является высокий уровень шумов на низких частотах. Из изложенного в гл. 5 о шумах, возникающих в контактах кристаллических диодов, ясно, что коллектор кристаллического триода, находящийся под высоким обратным напряжением, должен быть источником значительных дополнительных шумов, особенно сильно сказывающихся на низких частотах. Действительно, коэффициент шума кристаллических триодов с точечными контактами при 1 000 *гц* достигает 40 — 50 *дб*. В кристаллических триодах типа n — p — n из монокристалла уровень шумов оказывается значительно меньшим. Коэффициент шума для таких кристаллических триодов оказывается равным 10 *дб* при той же частоте 1 000 *гц*.

Таким образом, кристаллические триоды пока еще не могут заменить электронную лампу во входном каскаде высокочувствительных усилителей низкой частоты.

Кристаллические триоды с точечными контактами не могут также конкурировать с электронными лампами в величине снимаемой в них выходной мощности. Выходная мощность таких кристаллических триодов составляет обыч-

но ничтожные доли ватта. Кристаллические триоды типа n — p — n дают бо́льшую выходную мощность благодаря тому, что площадь перехода слоев n — p в таком кристаллическом триоде превышает площадь точечного контакта. Предельная площадь перехода в кристаллическом триоде такого типа, которую удалось получить, равнялась 0,3 *см*^{2} и предельная неискаженная мощность, которую с него удавалось снять в режиме класса А, равнялась 2 *вт* [Л. 8].

Еще одна важная особенность кристаллических триодов состоит в том, что их входные сопротивления, как это будет видно из дальнейшего изложения, относительно низки. Вследствие этого кристаллические триоды в настоящее время заведомо неприменимы для тех специальных случаев, когда входное сопротивление усилителя должно быть особенно велико, например для электрометрических усилителей. В обычных случаях малая величина входного сопротивления кристаллических триодов требует специального подхода к схемам таких устройств. Метод построения специальных схем для устройств с кристаллическими триодами в данное время уже предложен и будет рассмотрен в последней главе настоящей книги.

Заканчивая обзор технических данных кристаллических триодов, следует еще подчеркнуть, что они характеризуются большим сроком службы, превышающим срок службы электронных ламп, высокой устойчивостью в работе, отсутствием микрофонного эффекта, а также большой прочностью.

Эти свойства кристаллических триодов особенно ярко проявляются при применении их в электронном оборудовании самолетов, где срок службы электронных ламп сильно снижается. Согласно опубликованным данным срок службы электронной лампы в самолетном оборудовании снижается во время полета с 5 000 до нескольких сот часов. Между тем срок службы современных кристаллических триодов достигает в полете 70 000 час. Экономия в объеме и весе шасси в электронном оборудовании самолета при замене электронных ламп кристаллическими триодами уже теперь может составить 20%. При этом имеется в виду, что 40% каскадов такого оборудования может быть в данное время заменено кристаллическими триодами [Л. 11].

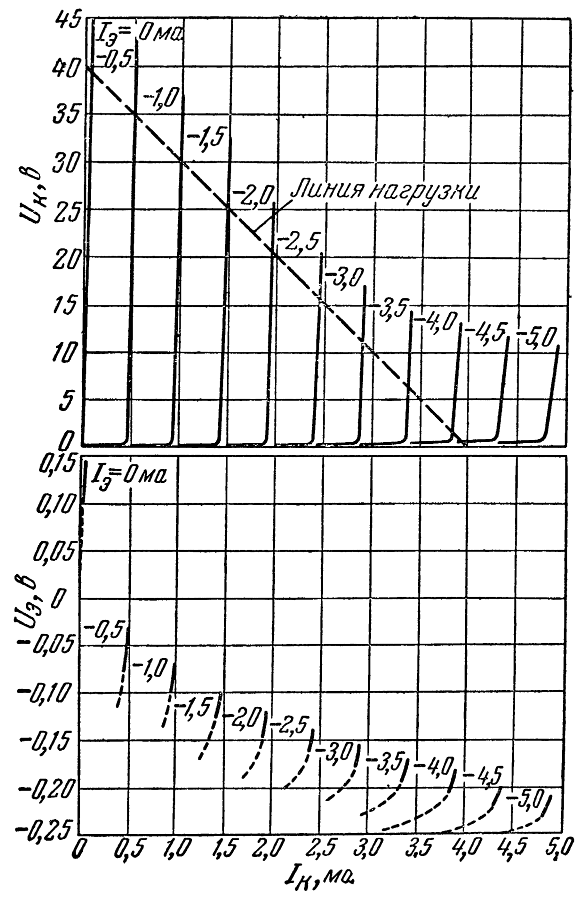
Резюмируя изложенное, можно, таким образом, сделать следующие заключения о технических свойствах кристаллических триодов. Кристаллический триод обладает несомненными преимуществами перед электронной лампой в смысле

экономичности эксплуатации, малогабаритности и надежности, не уступая электронной лампе по усилительным свойствам в низкочастотном и средневолновом диапазонах. Кристаллические триоды в данное время еще непригодны для применения во входных каскадах чувствительных усилительных устройств на низких частотах вследствие высокого уровня шумов, а также в мощных выходных каскадах. Ввиду низкого входного сопротивления применение кристаллических триодов требует специальных схем. В области низких частот, где уровень шумов кристаллических триодов особенно велик, целесообразно, повидимому, применять кристаллические триоды типа n — p — n с меньшим коэффициентом шума. В области высоких частот преимуществом обладают в данное время кристаллические триоды с точечными контактами.

Чтобы закончить вопрос об общих свойствах кристаллического триода, заключим настоящую главу рассмотрением типичных характеристик кристаллического триода. На фиг. 71 показано семейство характеристик кристаллического триода из монокристалла типа n — p — n [Л. 8]. На верхнем графике фиг. 71 даны зависимости тока коллектора $I_к$ от напряжения на колекторе $U_к$ при разных значениях тока эмиттера, а на нижнем — зависимости тока коллектора $I_к$ от напряжения на эмиттере $U_э$ при разных токах эмиттера $I_э$. Ток коллектора в кристаллическом триоде зависит не только от напряжения на коллекторе, но и от напряжения на эмиттере. Это находится в полном соответствии с изложенным выше, так как ток коллектора в кристаллическом триоде такого типа определяется, во-первых, обратным дырочным током, протекающим через запирающий слой коллектора, от коллектора к основанию и, во-вторых, электронным током, эмиттированным эмиттером и попадающим на коллектор через объем германия типа p. Ток эмиттера на графике отрицателен, а ток коллектора положителен, так как положительные направления тока считаются от эмиттера к германию и от коллектора к германию.

Из графиков следует, что для любой точки на представленных кривых, кроме нижней области за загибом характеристик, ток коллектора близок к току эмиттера. Это показывает, что ток между коллектором и основанием мал по сравнению с током, попадающим на коллектор от эмиттера. В тех областях, где токи эмиттера и коллектора примерно равны, можно ожидать неискаженного усиления. По-

этому рабочими участками характеристик в усилительном режиме являются ветви кривых, близкие к вертикальным на верхнем графике, и участки, показанные сплошными линиями на нижнем графике фиг. 71.

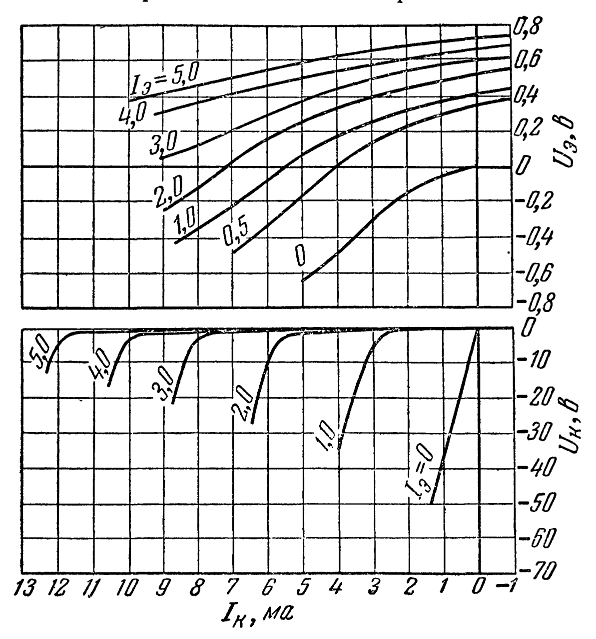


Фиг. 71. Семейство характеристик кристаллического триода типа n — p — n.

Из представленных характеристик можно сделать заключение об усилительных свойствах кристаллического триода. Действительно, например, при токе коллектора 1,5 *ма* изменение тока коллектора на 0,1 *ма*, достигаемое изменением потенциала коллектора от 20 до 30 *в* (на 10 *в*),

может быть получено изменением потенциала эмиттера от —0,125 до —0,1 *в* (на 0,025 *в*), т. е. усиление по напряжению может достигать 400, что отнюдь не является предельным.

На фиг. 71 рассмотрен случай воздействия больших синусоидальных напряжений на такой кристаллический триод.



Фиг. 72. Семейство характеристик кристаллического триода с точечными контактами.

Построена линия нагрузки для нагрузочного сопротивления коллектора, равного 10 000 *ом*, при условии, что напряжение на коллекторе равно 40 *в* при отсутствии тока коллектора. Тогда при наличии тока коллектора напряжение на коллекторе $U_к = 40 - I_к R_н$, где $R_н = 10\,000$ *ом*. Это выражение представляет собой уравнение прямой линии и дает зависимость $U_к$ от $I_к$, которая и называется линией нагрузки. Для того чтобы усиление было неискаженным, необходимо, чтобы линия нагрузки не выходила за пределы ветвей характеристик, близких к вертикальным, где токи коллектора и эмиттера близки по величине. В данном случае, как это видно из верхнего графика фиг. 71, пределы

неискаженного усиления лежат между 39,5 *в* и долей вольта. При таких условиях на коллекторе возможна неискаженная амплитуда, достигающая около 19,7 *в*, равная половине разности указанных предельных значений. Это дает к. п. д. в режиме первого рода около 48% при теоретически возможных 50%.

В кристаллических триодах с точечными контактами ветви характеристик не получаются столь близкими к вертикальным, как для триода типа n — p — n [Л. 10]. Зависимость режима от нагрузки внешней цепи коллектора должна в таких кристаллических триодах сказываться больше. Токи коллектора в этих областях для кристаллических триодов с точечными контактами значительно превышают токи эмиттера. Наклон характеристик значительно меньше (фиг. 72). Условия неискаженного усиления больших сигналов в таких кристаллических триодах хуже, чем в кристаллических триодах из выращенного монокристалла. Несмотря на это, опыт показал, что коэффициент усиления по току в кристаллических триодах с точечными контактами оказывается бо́льшим, чем в кристаллических триодах типа n — p — n. Это связано с наличием некоторых дополнительных явлений около коллектора, которые будут рассмотрены в следующей главе.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

ПАРАМЕТРЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТРИОДОВ И ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ ИХ ВКЛЮЧЕНИЯ

КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ПО ТОКУ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТРИОДА

Коэффициент усиления по току является основным параметром кристаллического триода, имеющим важное значение при оценке его свойств и составлении эквивалентной схемы. Под коэффициентом усиления по току кристаллического триода понимают отношение

$$a = \frac{\Delta I_к}{\Delta I_э},$$

где $\Delta I_к$ — приращение тока коллектора, вызванное приращением тока эмиттера $\Delta I_э$, при постоянном напряжении на коллекторе.

Из свойств кристаллического триода, рассмотренных в предыдущей главе, следует, что $\alpha \leqslant 1$. Действительно, изменение тока коллектора, вызываемое изменением напряжения на эмиттере кристаллического триода, всегда меньше изменения тока эмиттера, так как только часть носителей зарядов, попадающих из эмиттера в средний слой германия, достигает коллектора. Остальная часть ответвляется на основание и образует ток между эмиттером и основанием. Таким образом, в схеме кристаллического триода, в которой основание является общей точкой, усиление по току должно быть меньше единицы.

Как это будет видно из последующего изложения, значение коэффициента α существенно не только с точки зрения оценки усиления по току, которое способен дать кристаллический триод. Во-первых, в рассмотренной схеме кристаллического триода, где основание является общей точкой, можно получать значительные усиления по напряжению. Величина этого усиления зависит от значения α. Во-вторых, возможны другие схемы соединения кристаллического триода, где общей точкой является эмиттер или коллектор. В этих схемах усиление также определяется значением коэффициента α. В обоих случаях наилучший эффект получается тогда, когда α приближается к единице. Хорошие результаты с этой точки зрения дают кристаллические триоды из монокристалла германия типа n — p — n. В отдельных образцах таких кристаллических триодов α достигает значения 0,99.

Значение коэффицента α приближается к единице с уменьшением доли носителей зарядов, составляющих ток между эмиттером и основанием. Этот ток зависит от числа носителей зарядов тока эмиттера, рекомбинирующих в объеме германия, и зарядов, попадающих на эмиттер из основания через объем германия. Чем меньше расстояние между эмиттером и коллектором и чем больше соотношение между проводимостями поверхностного слоя германия около эмиттера и его основного объема, тем меньшее количество зарядов успеет рекомбинировать и перейти на эмиттер из основания через объем германия и тем меньшую долю общего тока эмиттера составит ток между основанием и эмиттером. Значение α будет ближе к единице и усиление кристаллического триода повысится. Такие условия легче всего получить в процессе изготовления кристаллических триодов из монокристалла германия с переходами

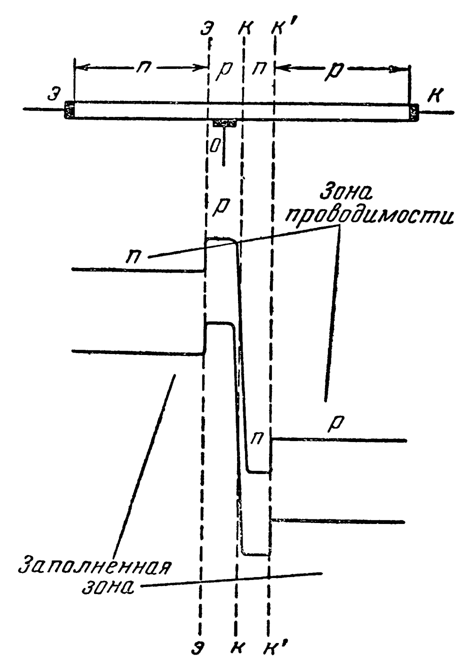
типа n — p. Поэтому кристаллические триоды такого типа, казалось бы, должны характеризоваться наибольшим коэффициентом усиления по току.

Между тем опыт показывает, что с помощью кристаллических триодов с точечными контактами удается получать бóльшие значения коэффициента усиления по току, чем с кристаллическими триодами типа n — p — n. Значения a для кристаллических триодов с точечными контактами, как показывают измерения, в большинстве случаев превышают единицу и часто достигают 2—5. Такой результат находится в противоречии с картиной процесса в кристаллических триодах, рассмотренной в предыдущей главе, и доказывает, что в кристаллических триодах с точечными контактами имеются дополнительные процессы, не учтенные в проделанном рассмотрении.

Недавно была обоснована возможность получения дополнительного усиления по току в коллекторе кристаллического триода из монокристалла при наличии в коллекторе дополнительного перехода типа n — p [Л. 8]. Такой дополнительный механизм усиления весьма вероятен и для кристаллических триодов с точечными контактами. При наличии добавочного перехода типа n — p монокристалл германия с переходами типа n — p — n — p имеет вид, показанный сверху на фиг. 73. Между выводным контактом коллектора и очень тонким слоем германия типа n имеется дополнительный слой германия типа p. Диаграмма уровней энергии электронов для такого случая показана в нижней части фиг. 73. В дополнительном переходе типа n — p возникает дополнительный потенциальный барьер $к'к'$. Относительно этого барьера напряжение коллектора приложено в прямом направлении. Поэтому этот запирающий слой представляет малое сопротивление для тока и падение напряжения на нем невелико. Бóльшая часть напряжения коллектора падает на слое $кк$, так как относительно перехода типа p — n напряжение, приложенное к коллектору, имеет обратное направление. Поэтому потенциальный барьер в слое $к'к'$ невелик. В остальной части диаграмма уровней ничем не отличается от диаграммы для кристаллического триода типа n — p — n, показанной на фиг. 63.

Действие кристаллического триода типа n — p — n с добавочным переходом типа n — p состоит в следующем. Как и в случае кристаллического триода из монокристалла германия типа n — p — n, эмиттер эмиттирует через небольшой

потенциальный барьер электроны, которые двигаются к коллектору в слое p. Переместившись к запирающему слою коллектора, образованному переходом типа р — n в слое $кк$, электроны, свободно пройдя через этот запирающий слой, попадают в слой полупроводника типа n с более низкой потенциальной энергией. Дальнейшее перемещение к контакту



Фиг. 73. Кристаллический триод с переходами типа n — р — n — р (сверху) и диаграмма уровней энергии электронов для такого случая (снизу).

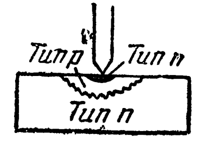
коллектора несколько затормаживается вследствие наличия небольшого потенциального барьера на границе перехода типа n — р (слой $к'к'$), препятствующего их движению. Вследствие наличия этого потенциального барьера электроны могут перейти из слоя n в слой p только под действием некоторой минимальной порции энергии, достаточной для преодоления этого барьера. Такую энергию электрон может получить, участвуя в тепловом движении частиц, составляющих кристаллическую решетку германия. Однако в каж-

дый момент времени не все электроны, находящиеся около этого потенциального барьера, получают достаточно энергии для его преодоления. Поэтому из слоя германия типа n через сечение $к'к'$ будет выходить меньше электронов, чем входить в него из сечения $кк$. В слое германия типа n будут, таким образом, скапливаться электроны, образуя в нем пространственный заряд. Поле, создаваемое этим зарядом, будет взаимодействовать со свободными дырками в слое германия типа p около коллектора, помогая им преодолеть потенциальный барьер в сечении $к'к'$ и перейти из слоя германия типа p (около контакта коллектора) в слой германия типа n. Следует при этом помнить, что слой германия типа n, находящийся под более низким потенциалом для электронов, находится под более высоким потенциалом для дырок. В тонком слое германия типа n дырки диффундируют до сечения $кк$, попадая в сферу действия поля запирающего слоя, под действием которого они перемещаются в основной слой германия типа p, после чего попадают в основание. Следовательно, изменение тока эмиттера вызывает изменение пространственного заряда, создаваемого электронами, что приводит к дополнительному изменению тока, проходящего через германий из коллектора в основание.

Таким образом, при изменении напряжения на эмиттере ток во внешней цепи коллектора будет изменяться, во-первых, зарядами, которые переходят через объем германия и попадают на коллектор, и, во-вторых, вследствие изменения тока между коллектором и основанием, вызванного пространственным зарядом, возникающим вследствие наличия дополнительного перехода типа n — p в области коллектора. Оба изменения тока будут происходить в одну сторону, причем изменение тока между коллектором и основанием может иногда в несколько раз превосходить изменение тока коллектора, вызванное переходом зарядов из эмиттера. В результате общее изменение тока коллектора может оказаться во много раз больше изменения тока эмиттера. Это означает, что общее усиление по току таких кристаллических триодов может быть во много раз больше единицы. Аналогичный эффект может быть получен в кристаллическом триоде типа p — n — p путем введения в него добавочного перехода типа p — n.

Кристаллические триоды, в которых увеличение коэффициента усиления достигается введением добавочного пере-

хода типа n — p или p — n, получили название *кристаллических триодов с добавочными переходами типа* n — p *или* p — n *в коллекторе*. В современных кристаллических триодах с добавочным переходом типа p — n при правильно подобранном режиме усиление по току α достигает значения 50.



Фиг. 74. Образование перехода типа p — n в области коллектора германиевого кристаллического триода с точечным контактом.

Высказываются предположения, что причина высокого значения коэффициента усиления по току α в кристаллических триодах с точечными контактами та же, что в кристаллических триодах из монокристалла германия типа n — p — n или p — n — p с добавочным переходом типа p — n в коллекторе. Предполагается, что при формовке контакта коллектора в германии типа n, кроме поверхностного слоя германия типа p, около коллектора возникает еще небольшой добавочный слой полупроводника типа n, лежащий между слоем германия типа p и точечным контактом (фиг. 74). Эти два слоя и дают добавочный переход типа p — n в коллекторе, повышающий коэффициент усиления по току для такого кристаллического триода [Л. 12].

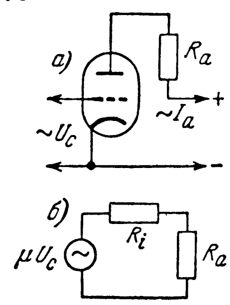
ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТРИОДА, В КОТОРОМ ОСНОВАНИЕ ЯВЛЯЕТСЯ ОБЩЕЙ ТОЧКОЙ

В начале предыдущей главы (фиг. 58) была сделана попытка представить эквивалентную схему кристаллического триода без учета особенностей переходов типа p — n. Как это было там же показано, такая эквивалентная схема не отображает явлений, происходящих в кристаллическом триоде, и должна привести к неверным результатам при количественной оценке его усилительных свойств.

Назначение эквивалентной электрической схемы состоит в том, чтобы представить рассматриваемую реальную электрическую систему в виде эквивалентной электрической цепи, состоящей из активных и реактивных сопротивлений и источников токов и напряжений. Это значит, что при воздействии на нее таких же внешних источников токов и напряжений, которые действуют на рассматриваемую систему, токи, напряжения и сдвиги фаз в ее ветвях должны быть такими же, как в соответствующих элементах рассматриваемой системы. Расчет токов и напряжений в этих ветвях

или же расчет параметров ветвей при заданных токах или напряжениях может быть тогда произведен по эквивалентной схеме путем применения обычных электротехнических методов.

Если рассматриваемая электрическая система представляет совокупность связанных между собой сопротивлений, емкостей, индуктивностей, источников токов и э. д. с., то составление эквивалентной схемы не представляет никаких трудностей. В этом случае эквивалентная схема представляет собой обычную электрическую схему рассматриваемой системы.



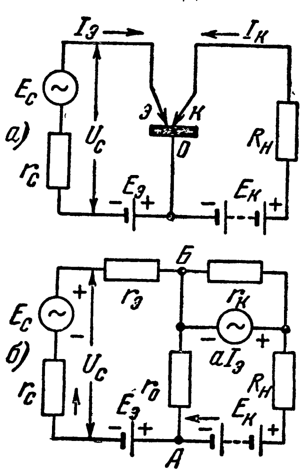
Фиг. 75. Анодная цепь трехэлектродной лампы (*а*) и эквивалентная схема цепи (*б*).

Сложнее обстоит дело в том случае, если электрическая система содержит, например, электронную лампу или кристаллический триод. В этом случае действие электронной лампы или кристаллического триода следует заменить в эквивалентной схеме совокупностью указанных элементов электрических схем, с тем чтобы все токи, напряжения и сдвиги фаз во всех остальных элементах схемы остались неизменными при такой замене.

Составим для примера эквивалентную схему для переменных составляющих токов и напряжений анодной цепи электронной лампы, предполагая, что она работает в линейном режиме. Электронная лампа и подключенная к ней анодная цепь показаны на фиг. 75,*а*. Переменный ток I_a в анодной цепи лампы зависит от амплитуды напряжения U_c, приложенного между управляющей сеткой лампы и катодом. В эквивалентной схеме анодной цепи это влияние должно быть учтено путем замены электронной лампы эквивалентными параметрами схемы и эквивалентным источником э. д. с., задающими в анодную цепь такие же токи и напряжения, какие в ней возникают вследствие воздействия на сетку лампы переменного напряжения U_c.

Из теории электронных ламп известно, что изменение постоянного анодного тока ΔI_{a0} может быть получено двояким путем: либо изменением потенциала сетки на ΔU_{c0}, либо изменением потенциала анода на $\Delta U_{a0} = \mu \Delta U_{c0}$, где μ — статический коэффициент усиления лампы. Таким образом, для получения одного и того же изменения анодного тока можно

на схеме заменить изменение потенциала сетки увеличенным в μ раз изменением потенциала анода. Следовательно, и в данном случае действие сетки, к которой приложено напряжение U_c, можно на эквивалентной схеме заменить источником э. д. с. μU_c, включенным последовательно в анодную цепь лампы. Как известно, анодная цепь лампы характеризуется для переменного тока внутренним сопротивлением R_i. Следовательно, в эквивалентной схеме анодной цепи электронной лампы вместо нее должны быть последовательно включены эквивалентный источник э. д. с. μU_c и внутреннее сопротивление R_i. Такая эквивалентная схема для переменного тока показана на фиг. 75,*б*. Источник постоянного напряжения на эквивалентной схеме не показан, так как батарея непосредственно на переменный ток I_a не влияет, а определяет только величину внутреннего сопротивления R_i. Эта схема может быть легко рассчитана обычными электрическими методами.



Фиг. 76. Соединение кристаллического триода с общей точкой в основании (*а*) и эквивалентная схема (*б*).

Составление эквивалентной схемы кристаллического триода представляет более сложную задачу. Для этого следует учесть действие запирающих слоев эмиттера и коллектора. Следует учесть их сопротивление, а также тот факт, что эмиттер является источником носителей зарядов, перемещающихся в объеме германия к коллектору. Этот источник должен быть учтен в эквивалентной схеме путем введения в нее соответствующего источника тока. Величина этого источника тока определяется током эмиттера.

Схема кристаллического триода типа n — p — n, в которой основание *o* является общей точкой, показана на фиг. 76,*а*. Здесь E_c — усиливаемая э. д. с. с внутренним сопротивлением источника r_c; U_c — напряжение сигнала на входе кристаллического триода; $R_н$ — сопротивление нагрузки; $E_э$ — э. д. с. батареи эмиттера и $E_к$ — э. д. с. батареи коллектора.

Эквивалентная схема для такого соединения кристаллического триода показана на фиг. 76,*б*. На этой схеме $r_э$ — сопротивление запирающего слоя эмиттера в прямом направлении тока для электронов, эмиттируемых в средний слой германия типа p, и дырок, переходящих из среднего слоя в эмиттер, а $r_к$ — сопротивление запирающего слоя коллектора для тока обратного направления т. е. для дырочного тока коллектора в среднем слое германия типа p, проходящего к основанию. Этот ток частично ответвляется через запирающий слой эмиттера, если сопротивление r_c внешней цепи эмиттера невелико по сравнению с сопротивлением r_0, которое представляет собой эквивалентное сопротивление объема полупроводника между основанием и небольшим пространством от эмиттера до коллектора. Фактически сопротивление r_0 распределено в объеме полупроводника. Однако, так как расстояние от эмиттера до коллектора мало, замена этого распределенного сопротивления сосредоточенным приводит к незначительной ошибке.

Помимо эквивалентных сопротивлений, в эквивалентной схеме должен содержаться элемент, учитывающий эмиссию электронов из эмиттера в средний слой германия типа p. Как уже говорилось в гл. 7, ток в цепи эмиттера слагается из двух токов: тока между эмиттером и основанием и тока, эмиттируемого в объем германия типа p. Эмиссия электронов из эмиттера в германий определяется высотой и шириной потенциального барьера эмиттера, которые регулируются приложенным напряжением. Эмиттер представляет собой, таким образом, источник переменного тока, который должен быть учтен в эквивалентной схеме. Энергия, расходуемая этим источником тока, должна затрачиваться батареей коллектора, подобно тому как колебательная энергия электронной лампы расходуется за счет источника питания анодной цепи.

Так как поток зарядов, эмиттируемых в германий, возникает в эмиттере, то, казалось бы, наиболее естественно поместить на эквивалентной схеме источник этого тока параллельно сопротивлению эмиттера $r_э$. Однако некоторые специфические особенности кристаллического триода не позволяют этого сделать. Напомним, что электроны, эмиттируемые в средний слой германия типа p, почти целиком попадают на коллектор, так как расстояние до коллектора мало и, кроме того, в кристаллических триодах с точеч-

ными контактами электроны находятся под действием поля, которое перемещает их к коллектору. В области коллектора поле перемещает электроны через запирающий слой коллектора, не представляющий для них сопротивления. Поэтому, несмотря на то, что сопротивление объема полупроводника r_o меньше сопротивления обратного тока коллектора $r_к$, электроны не проходят к основанию через сопротивление r_o, а попадают на коллектор через запирающий слой коллектора.

Если бы эквивалентный источник тока был помещен параллельно сопротивлению запирающего слоя эмиттера $r_э$, то электроны согласно эквивалентной схеме потекли бы к основанию через сопротивление r_o объема германия, величина которого меньше обратного сопротивления цепи коллектора. Такая эквивалентная схема, следовательно, не отобразила бы действительного положения вещей. Ввиду этого источник тока на эквивалентной схеме помещен параллельно сопротивлению $r_к$ запирающего слоя (фиг. 76, *б*).

Под источником тока понимается некоторый условный генератор переменного тока с бесконечно большим внутренним сопротивлением, являющийся источником тока с амплитудой $aI_э$, которую он задает во внешнюю цепь независимо от параметров внешней цепи. Величина a оказывается при этом очень близкой к величине α — коэффициенту усиления по току *при отсутствии добавочного усиления в коллекторе*. Таким образом, этот источник тока будет задавать цепь в ток с амплитудой $aI_э$. Такой результат находится в полном соответствии с механизмом действия кристаллического триода, описанным в предыдущей главе. Что же касается обратного тока коллектора, вызываемого обратной э. д. с. $E_к$ батареи, то он будет проходить через сопротивление запирающего слоя коллектора $r_к$ и сопротивление r_o на основание. Источник тока $aI_э$ не повлияет на этот ток, так как его сопротивление бесконечно.

На фиг. 76,*б* показаны полярности источника внешней переменной э. д. с. E_c и источника переменного тока $aI_э$ для некоторого момента времени. Эти полярности характеризуют соотношение фаз обоих источников. Такое соотношение полярностей источников тока $aI_э$ и э. д. с. E_c определяется тем, что при положительном потенциале эмиттера кристаллического триода типа n — p — n потенциальный

барьер эмиттера возрастает. Число электронов, эмиттируемое в слой германия типа р, уменьшается. Следовательно, при максимальном положительном потенциале эмиттера ток, проходящий обратно направлению движения электронов, т. е. от коллектора к эмиттеру, должен быть минимальным. На эквивалентной схеме (фиг. 76,*б*) минимальное значение этого тока получается за счет того, что источник тока $aI_э$ дает в этот момент максимальный ток в обратном направлении, т. е. в направлении полярности, показанной на схеме. Исходя из этого, и выбрано соотношение фаз между источниками э. д. с. E_c и тока $aI_э$.

Можно легко убедиться, что при таком соотношении фаз обоих источников в системе будет иметься положительная обратная связь, которая при определенных соотношениях параметров может привести к самовозбуждению.

Действительно, ток, вызываемый источником $aI_э$ в направлении, показанном стрелками, повысит потенциал точки *А* относительно точки *Б* (фиг. 76,*б*). Это означает, что положительный потенциал, задаваемый в этот момент на эмиттер источником э. д. с. E_c, возрастет еще больше за счет тока, вызванного источником $aI_э$. Следовательно, в схеме возникает положительная обратная связь, которая будет тем больше, чем больше сопротивление и чем больше усиление по току a. Если $r_0 = 0$, то падения напряжения между точками *А* и *Б* не будет и, следовательно, обратная связь будет отсутствовать. Обратная связь будет также возрастать с увеличением α, так как при этом будет возрастать ток, вызывающий падение напряжения между точками *А* и *Б*, а следовательно, и на запирающем слое эмиттера.

Коэффициент усиления a кристаллического триода выгодно выбирать возможно бо́льшим, так как это улучшает усилительные свойства каскада, но при этом ухудшается его устойчивость. Поэтому в кристаллических триодах с высоким a сопротивление объема германия r_0 должно быть возможно меньшим.

Эквивалентная схема кристаллического триода дает возможность произвести полный расчет схем с кристаллическим триодом. Можно рассчитать усиление кристаллического триода, входное и выходное сопротивления и найти оптимальные режимы схемы, подобно тому как эквивалентная схема электронной лампы дает возможность рассчитать ламповые

схемы. Чтобы произвести такой расчет, необходимо уметь определять параметры кристаллического триода, т. е. сопротивления $r_э$, $r_о$, $r_к$ и коэффициент a, который при отсутствии добавочного усиления в коллекторе можно считать равным α. Методы измерения этих параметров кристаллических триодов разработаны и опубликованы [Л. 9].

Коэффициент передачи напряжения триода, т. е. коэффициент усиления по напряжению, для случая, когда основание кристаллического триода является общей точкой схемы при условии, что сопротивление нагрузки $R_н \gg r_к$, выражается при низких частотах формулой [Л. 8]

$$k = \frac{U_н}{U_с} = a \cdot \frac{r_к}{r_э + r_о},$$

где $U_н$ — выходное напряжение на нагрузочном сопротивлении;

$U_с$ — выходное напряжение сигнала.

Из этого выражения видно, что коэффициент передачи будет тем больше, чем больше коэффициент усиления по току $\alpha \approx a$ и сопротивление коллектора $r_к$ и чем меньше сопротивления эмиттера $r_э$ и основания $r_о$.

Как уже указывалось, в кристаллическом триоде типа n — p — n α не может превышать единицы. Бо́льшие значения α могут получаться лишь за счет специальных условий в коллекторе, например при добавочном переходе типа p — n. Сопротивление коллектора определяется режимом запирающего слоя коллектора. Чрезмерное его повышение нецелесообразно по той причине, что в этом случае требуется высокоомное сопротивление нагрузки $R_н$, что практически не всегда удобно. Уменьшение сопротивления эмиттера ниже определенного предела также невозможно, так как это сопротивление определяет собой режим запирающего слоя эмиттера, от которого в свою очередь зависит α. Основной параметр кристаллического триода, который с конструктивной точки зрения можно уменьшать, — это сопротивление основания $r_о$. Для этого следует выбирать площадь контакта основания большей и приближать его к запирающим слоям эмиттера и коллектора. В кристаллическом триоде из монокристалла типа n — p — n, в котором германий представляет собой трехслойный стерженек, это условие выполняется автоматически.

Приводим основные параметры одного из лабораторных образцов кристаллического триода из монокристалла германия типа n — p — n [Л. 8]:

$r_э = 25{,}9$ *ом*; $r_о = 240$ *ом*; $r_к = 13{,}4 \cdot 10^6$ *ом*; $\alpha = 0{,}9785$.

При таких условиях коэффициент передачи k при низких частотах согласно приведенному выше выражению (стр. 151) равен $4{,}9 \cdot 10^4$, что значительно превышает возможное усиление на каскад, даваемое электронной лампой. Следует, однако, указать, что столь высокое усиление в практических условиях получить трудно, так как при этом величина $R_н$ должна быть порядка 10^8 *ом*. При сопротивлении внешней нагрузки $R_н = r_к$ усиление получается вдвое меньшим, т. е. $k = 2{,}5 \cdot 10^4$. Таким образом, хотя предельно высокие усиления вследствие большого выходного сопротивления получать не удается, все же кристаллический триод может дать на низких частотах коэффициент передачи, более высокий, чем электронная лампа.

Недостатком кристаллического триода являются его низкое входное и высокое выходное сопротивления. Для получения максимального усиления мощности при согласованных сопротивлениях источника сигнала и выходной нагрузки с входным и выходным сопротивлениями кристаллического триода, включенного по схеме фиг. 76,*а*, расчет дает значения для сопротивления источника сигнала $r_{с\ опт} = 91$ *ом* и оптимального сопротивления нагрузки $R_{н\ опт} = 4{,}58 \cdot 10^6$ *ом*. При таких условиях вычисленное значение максимального усиления мощности получается равным $2{,}7 \cdot 10^4 = 44{,}3$ *дб*. Эти данные подсчитаны для кристаллического триода типа n — p — n, параметры которого были приведены выше.

Такое несоответствие между входным и выходным сопротивлениями усложняет использование кристаллических триодов. Получение оптимальных условий усиления на практике невозможно именно по этой причине. Однако, как уже указывалось, даже при отсутствии согласования сопротивлений источника с входной цепью и нагрузки с выходной цепью усиление все же остается значительным. Так, при сопротивлении нагрузки $R_н = 2 \cdot 10^5$ *ом* усиление мощности все же равно 37,2 *дб*.

Для кристаллических триодов с точечными контактами параметры эквивалентных схем несколько отличаются от параметров, приведенных для кристаллического триода типа

n — p — n. Приводим данные параметров одного из кристаллических триодов с точечными контактами [Л. 9]:

$$r_э = 238\ ом;\ r_о = 182\ ом;\ r_к = 23\,318\ ом\ и\ \alpha = 1{,}33.$$

Вследствие меньшего сопротивления $r_к$ выходное сопротивление здесь меньше. Наоборот, входное сопротивление такого кристаллического триода выше, чем у кристаллического триода типа n — p — n. Коэффициент передачи напряжения здесь меньше, чем для кристаллического триода типа n — p — n. Для данного случая $k = 75$. Однако здесь такой коэффициент передачи реально возможен, так как создать внешнюю нагрузку, сопротивление которой было бы велико по сравнению с $r_к = 23\,318$ *ом*, не представляет затруднений. Это усиление само по себе достаточно велико и не уступает усилению, которое может дать электронная лампа.

Несоответствие между входным и выходным сопротивлениями кристаллического триода особенно сказывается в многокаскадных усилителях. Входное сопротивление последующего каскада шунтирует в таких случаях выходную нагрузку предыдущего, нарушая режим его работы. Поэтому в качестве переходных элементов связи в таких схемах обычно применяют понижающий трансформатор. При этом понижается коэффициент передачи напряжения каскада, но усиление мощности при правильном подборе обмоток может быть достаточно большим.

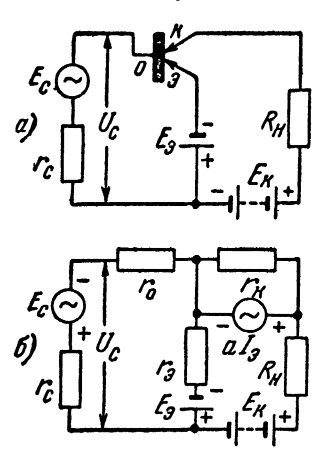
СХЕМА КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТРИОДА С ОБЩЕЙ ТОЧКОЙ В ЭМИТТЕРЕ

Схема включения кристаллического триода, показанная на фиг. 76,*а*, не является единственной возможной. Подобно тому как электронная лампа может включаться по схеме с заземленной сеткой, заземленным катодом и заземленным анодом, схемой кристаллического триода также можно варьировать. Схема на фиг. 76,*а*, в которой основание является общей точкой, подобна схеме включения электронной лампы с заземленной сеткой.

Можно включить кристаллический триод таким образом, чтобы общей точкой являлся эмиттер (фиг. 77,*а*). Такая схема подобна схеме включения электронной лампы с заземленным катодом. На фиг. 76 полюса источников питания направлены так, как это необходимо для питания кри-

сталлического триода типа n — p — n или кристаллического триода с точечными контактами с германием типа p. Для кристаллического триода типа p — n — p или же кристаллического триода с точечными контактами с германием типа n направление полюсов батарей следует переменить на обратное.

Схема включения кристаллического триода с общей точкой в эмиттере дает такой же коэффициент передачи напряжения, как и схема, в которой общей точкой является основание. Но фазы напряжения на основании и коллекторе здесь противоположны (подобно тому как противоположны фазы напряжений на управляющей сетке и аноде электронной лампы). Это видно, если сравнить знаки мгновенных значений э. д. с. источников сигнала и тока $aI_э$ на эквивалентных схемах фиг. 76,*б* и 77,*б*. Таким образом, в данной схеме фазы входного и выходного напряжений противоположны, в то время как для схемы с общей точкой на основании эти фазы совпадают. По этой причине в схеме, где общей точкой является эмиттер, отсутствует прямая обратная связь. Такая схема работает более устойчиво.



Фиг. 77. Соединение кристаллического триода с общей точкой в эмиттере (*а*) и эквивалентная схема (*б*).

Схема с общей точкой в эмиттере отличается от предыдущей схемы еще тем, что в ней имеет место усиление по току. Этот факт является понятным и непосредственно вытекает из того описания действия кристаллического триода, которое было дано в гл. 7. Мощность, приложенная к основанию, управляет величиной потока зарядов, перемещающихся от эмиттера к коллектору, путем воздействия на запирающий слой. Ток между основанием и эмиттером в кристаллическом триоде типа n — p — n определяется потоком дырок, которые переходят через потенциальный барьер эмиттера и попадают на эмиттер. Но этот поток дырок значительно меньше, чем поток электронов, проходящий через потенциальный барьер в обратную сторону — от эмиттера к коллектору, так как удельная электропровод-

ность среднего слоя германия типа р значительно меньше удельной электропроводности слоя германия типа n около эмиттера. Кроме того, ток основания определяется небольшим количеством электронов, рекомбинирующих в слое германия типа р. Оба эти тока малы по сравнению с током между эмиттером и основанием. Таким образом, ток основания составляет небольшую долю тока эмиттера и, следовательно, коллектора. Анализ эквивалентной схемы на фиг. 77,*б* приводит к следующему выражению для усиления по току кристаллического триода типа n — р — n с общей точкой в эмиттере [Л. 8]:

$$k_i = \frac{\Delta I_к}{\Delta I_о} \approx \frac{a}{1 - a + \frac{R_н}{r_к}}.$$

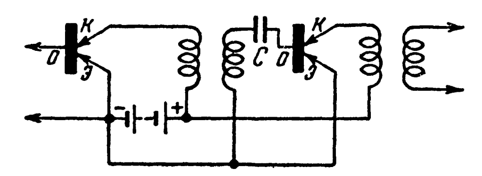
Для кристаллического триода типа n — р — n, параметры которого были даны выше, при $R_н = 0$ максимальное усиление по току $k_i = 45{,}5$. Из приведенного выражения следует, что усиление по току резко возрастает с приближением a к единице.

Подчеркиваем, что величины k_i и a имеют различный смысл: $a \approx \alpha = \frac{\Delta I_к}{\Delta I_э}$ — усиление тока коллектора относительно тока эмиттера для схемы, в которой общей точкой является основание, а $k_i = \frac{\Delta I_к}{\Delta I_о}$ — усиление тока коллектора относительно тока основания при отсутствии добавочного усиления в коллекторе, когда общей точкой является эмиттер.

Для схемы с общей точкой в эмиттере выходное сопротивление кристаллического триода также значительно превышает входное, однако соотношение между ними здесь все же лучше, чем для схемы, в которой общей точкой является основание. Для того же кристаллического триода, данные которого были приведены выше, в схеме с общей точкой в эмиттере оптимальное сопротивление источника входного сигнала $r_{с\ опт} = 619$ *ом* и оптимальное сопротивление нагрузки $R_{н\ опт} = 0{,}671 \cdot 10^6$ *ом*. Чем ближе коэффициент усиления по току α к единице, тем лучше делается соотношение между $r_с$ и $R_н$. В предельном случае, когда $a = 1$, $r_{с\ опт} = 59\,700$ *ом* и $R_{н\ опт} = 5\,800$ *ом*, т. е. в этом случае входное сопротив-

ление выше выходного. Таким образом, существует значение a, достаточно близкое к единице, при котором согласованные сопротивления входа и выхода одинаковы. При таких условиях вопрос о несоответствии входного и выходного сопротивлений кристаллического триода отпадает.

Максимальное усиление мощности схемы с общей точкой в эмиттере с кристаллическим триодом типа n — p — n, данные которого были приведены при согласованных сопротивлениях источника сигнала и нагрузки (т. е. $r_{c\ опт} = 619$ *ом* и $R_{н\ опт} = 0{,}617 \cdot 10^6$ *ом*), равно $2{,}02 \cdot 10^5 = 53$ *дб*. При приближении a к единице максимальное усиление мощности изменяется незначительно.



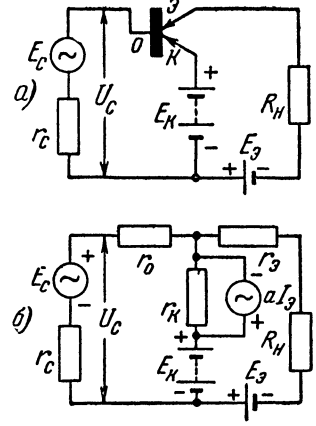
Фиг. 78. Схема двухкаскадного усилителя на кристаллических триодах типа n — p — n, внешний вид которого показан на фиг. 69 справа.

На фиг. 78 показана схема двухкаскадного усилителя на кристаллических триодах типа n — p — n с общим усилением мощности 90 *дб* при низких частотах. Внешний вид этого миниатюрного усилителя, заделанного в пластмассу, был показан в правой части фиг. 69. Оба кристаллических триода работают при нулевом постоянном смещении между основными электродом и эмиттером. При таких условиях включение конденсатора C последовательно в цепь основания создает небольшой положительный потенциал основания относительно эмиттера, так как часть напряжения батареи, включенной между коллектором и эмиттером, создает положительный потенциал основания относительно эмиттера. Практически это напряжение оказывается подходящим для получения нормального рабочего режима кристаллического триода типа n — p — n [Л. 8].

СХЕМА С ОБЩЕЙ ТОЧКОЙ В КОЛЛЕКТОРЕ

На фиг. 79,*а* показана еще одна возможная схема включения кристаллического триода, в которой общей точкой является коллектор. Продолжая проводить аналогию

с электронной лампой, можно сказать, что эта схема аналогична схеме катодного повторителя. Внешне здесь действительно имеется полная аналогия. Напряжение, приложенное между основанием и общей точкой, управляет потенциальным барьером между эмиттером и основанием, регулируя поток носителей зарядов между эмиттером и коллектором. Нагрузочное сопротивление включено в цепь эмиттера, подобно тому как в электронной лампе оно включается в цепь катода вместо цепи анода.



Фиг. 79. Соединение кристаллического триода с общей точкой в коллекторе (*а*) и эквивалентная схема (*б*).

Как и схема катодного повторителя, данная схема не дает усиления по напряжению. Коэффициент передачи в соответствии с эквивалентной схемой на фиг. 79,*б* (при $R_н = \infty$) будет:

$$k = \frac{U_н}{U_c} = \frac{r_к}{r_к + r_o} \leqslant 1.$$

Усиление по току может быть весьма значительным и примерно равно усилению по току схемы с общей точкой в эмиттере. При $R_н = 0$ для кристаллического триода типа n—p—n, данные которого были приведены, коэффициент усиления по току

$$k_i = \frac{I_э}{I_o} = \frac{1}{1 - a} = 46{,}5.$$

Значение сопротивления входной цепи при согласовании $r_{c\ опт} = 139\,000$ *ом* и значение выходной нагрузки при согласовании $R_{н\ опт} = 3\,000$ *ом*. Максимальное усиление мощности равно около 15 *дб*.

Схема кристаллического триода с общей точкой в коллекторе может, таким образом, быть использована в качестве преобразователя входного сопротивления последующего каскада кристаллического триода.

Таблица 2

Тип схемы	Сопротивление источника сигнала r_c, *ом*	Сопротивление нагрузки $R_н$, *ом*	Граничная частота усиления, *гц*	Усиление мощности по низкой частоте, *дб*
Основание является общей точкой	$r_c = r_{c\ опт} = 91$	$R_н = R_{н\ опт} = 4\,581\,000$	3 390	44,3
	25	200 000	23 500	37,2
	25	20 000	220 000	27,8
Схема с общей точкой в эмиттере	$r_c = r_{c\ опт} = 619$	$R_н = R_{н\ опт} = 671\,000$	3 750	53
	1 000	100 000	11 200	50
	1 000	10 000	97 900	41,3
	1 000	1 000	913 000	31,4
Схема с общей точкой в коллекторе	$r_c = r_{c\ опт} = 139\,000$	$R_н = R_{н\ опт} = 3\,000$	320 000	17
	139 000	25	9 770 000	1,8

СОПОСТАВЛЕНИЕ ТРЕХ СХЕМ ВКЛЮЧЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТРИОДОВ

Чтобы составить более ясное представление о практических возможностях усиления с кристаллическими триодами типа n — p — n, приводим в табл. 2 сводку данных, полученных путем вычисления на основании описанных эквивалентных схем. При этом предполагается, что параметры кристаллического триода соответствуют тем значениям, которые были даны выше. Емкость коллектора полагается равной 1 *пф* [Л. 8].

Из данных табл. 2 следует, что чем ниже сопротивление нагрузки кристаллического триода, тем выше граничная частота усиления. При выходной нагрузке, равной 1 000 *ом*, граничная частота достигает 943 000 *гц* в схеме с общей точкой в эмиттере. Усиление мощности при этом еще равно около 30 *дб*.

Схема с общей точкой в коллекторе вплоть до 10 *мггц* является хорошим преобразователем входного сопротивления. Такая схема кристаллического триода пригодна в качестве предварительного преобразователя входа для усилителя с общей точкой в эмиттере. Усиление мощности около 30—40 *дб* на каскад для кристаллических триодов типа n—p—n является реально доступным. Для усиления наиболее рационально применять схему с общей точкой в эмиттере.

В табл. 3 приводятся сравнительные данные рассмотренных трех схем для одного из типов кристаллических триодов с точечными контактами [Л. 9].

Таблица 3

Тип схемы	r_c *опт*, *ом*	$R_н$ *опт*, *ом*	Усиление мощности, *дб*	Коэффициент передачи напряжения	Усиление по току
Основание является общей точкой	700	31 000	16	40	<1
Схема с общей точкой в эмиттере	5 000	10 000	23	20	10
Схема с общей точкой в коллекторе	20 000	500	16	1	40

Данные табл. 3 показывают, что входные сопротивления кристаллических триодов с точечными контактами выше, чем входные сопротивления триодов типа n—p—n. В остальном соотношения между данными трех типов схем примерно такие же, как в табл. 2. Схема с общей точкой в эмиттере является наиболее целесообразной для применения в усилительной схеме. Кристаллические триоды с точечными контактами характеризуются меньшим усилением мощности при низких частотах.

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

ПРИМЕНЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТРИОДОВ

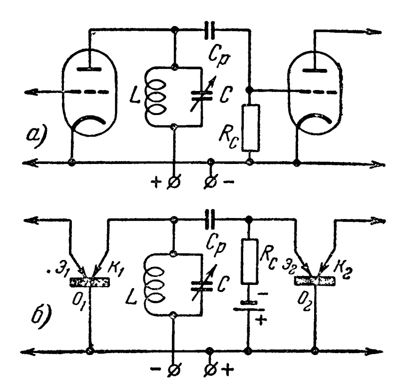
ПОСТРОЕНИЕ СХЕМ С КРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ТРИОДАМИ

Из данных предыдущей главы следует, что существует принципиальная разница между входными и выходными параметрами электронных ламп и кристаллических триодов. В трехэлектродной лампе входное сопротивление очень велико и составляет для низких частот десятки, а в ряде случаев и сотни мегом. В специальных электрометрических лампах входное сопротивление еще больше. Выходное сопротивление трехэлектродных ламп меньше и обычно лежит в пределах от нескольких тысяч (в выходных лампах) до сотен тысяч ом. В кристаллических триодах согласно табл. 2 и 3 входное сопротивление всегда значительно меньше выходного, за исключением схемы с общей точкой в коллекторе. Выходное сопротивление кристаллического триода имеет тот же порядок, что и выходное сопротивление трехэлектродной лампы.

Такое различие между входными сопротивлениями кристаллического триода и электронной лампы приводит к вполне определенным различиям условий их работы. Эти различия сказываются не только в том, что при нагрузке выходной цепи кристаллического триода входной цепью последующего каскада уменьшается усиление кристаллического триода, но также и в том, что режим резонансного контура, включенного между этими каскадами, полностью нарушается. Пропадает избирательность, вносимая этим контуром.

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим схему двухкаскадного усилителя на кристаллических триодах, подобную схеме двухлампового усилителя с настроенным резонансным контуром в цепи анода первого каскада (фиг. 80).

В схеме лампового усилителя (фиг. 80,*а*) анодный ток вызывает на резонансном контуре напряжение, которое подается на сетку второго каскада. Благодаря высокому входному сопротивлению второго каскада вторая лампа мало влияет на добротность контура, внося в него небольшое затухание. Иначе обстоит дело в схеме усилителя на кристаллических триодах (фиг. 80,*б*). Входное сопротивление цепи эмиттера второго каскада шунтирует через разделительную емкость C_p резонансный контур LC, добротность которого вследствие этого резко падает. Избирательные свойства усилителя поэтому существенно ухудшаются. Схема, показанная на фиг. 80,*б*, является, таким образом, заведомо нерациональной при конструировании усилителя с кристаллическими триодами.



Фиг. 80. Схема двухкаскадного лампового усилителя с резонансным контуром в анодной цепи первого каскада (*а*) и аналогичная ей схема на кристаллических триодах с германием типа n (*б*).

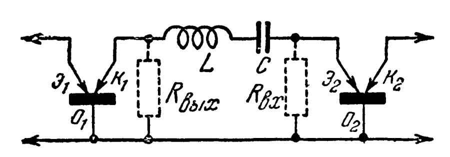
В связи с этим возник вопрос о методе наиболее рационального построения схем с кристаллическими триодами. Такой метод был недавно опубликован [Л. 13].

Поставленная задача сводится к тому, чтобы включить между двумя каскадами усилителя резонансную цепь, устранив влияние входной цепи второго каскада, оказывающей на нее шунтирующее действие. При включении контура параллельно входной цепи электронной лампы, как это показано на фиг. 80, шунтирующее действие всегда будет иметь место.

Иначе будет обстоять дело в том случае, если между коллектором первого каскада $к_1$ и эмиттером второго $э_2$ включить последовательную цепь, настроенную в резонанс напряжений (фиг. 81). Такая цепь будет давать при резонансе максимум тока через эмиттер. При этом на эмиттере будет максимум напряжения. Однако, для того чтобы резонансный эффект был достаточно острым, необходимо, чтобы декремент затухания резонансной цепи был доста-

точно мал. В данном случае при оценке декремента следует учесть сопротивления, включенные последовательно в резонансную цепь: выходное сопротивление $R_{вых}$ первого кристаллического триода и входное $R_{вх}$ второго, показанные на фиг. 81 пунктиром.

Малая величина входного сопротивления второго кристаллического триода с этой точки зрения весьма благоприятна. Но выходное сопротивление первого каскада велико — это должно сильно увеличить декремент затухания и, следовательно, ширину резонансной кривой. Однако большая величина активного сопротивления, включенного последовательно в контур, еще не является непреодолимым препятствием для получения малого декремента затухания.



Фиг. 81. Способ последовательного включения резонансной цепи между коллектором первого каскада и эмиттером второго в усилителе на кристаллических триодах.

Известно, например, что эквивалентная схема резонансной цепи пьезокварца, применяемого в качестве узкополосного фильтра в приемниках, характеризуется очень высоким активным сопротивлением резонансной цепи. Несмотря на это, декремент затухания пьезокварца очень мал благодаря большой индуктивности и малой емкости его эквивалентной схемы.

Действительно, декремент контура определяется, как известно, выражением

$$\vartheta = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Если R велико, то, несмотря на это, декремент может быть сделан малым за счет уменьшения соотношения $\frac{C}{L}$, т. е. за счет уменьшения емкости и увеличения индуктивности.

Рассмотрим такой пример. Предположим, что $L = 100$ *мкгн* $= 10^{-4}$ *гн*, $C = 400$ *пф* $= 4 \cdot 10^{-10}$ *ф* и $R = 30$ *ом*. Для такого контура резонансная частота $f \approx 10^6$ *гц* $= 1$ *мггц* и декремент $\vartheta = 6 \cdot 10^{-2}$.

Положим теперь, что сопротивление R равно не 30, а 10^4 *ом*, что примерно соответствует выходному сопротивлению кристаллического триода с точечными контактами.

Это означает, что сопротивление контура возросло примерно в 300 раз. Значит, нужно в 300 раз увеличить индуктивность и в 300 раз уменьшить емкость, чтобы затухание и резонансная частота остались прежними. При таких условиях емкость контура будет равна $C = 1{,}3$ *пф* и индуктивность $L = 30$ *мгн*.

Следует учесть лишь то, что при полученных соотношениях емкости и индуктивности играют большую роль шунтирующие потери в конденсаторе и катушке, которые могут сильно увеличить затухание. Для конденсатора это не представляет никакой опасности, так как современные керамические конденсаторы малой емкости характеризуются очень малым углом потерь. Что же касается индуктивностей, то здесь вопрос сложнее. Для таких целей пригодны лишь специальные катушки индуктивности с высокой добротностью. Однако с помощью современных высококачественных катушек требуемые условия могут быть получены.

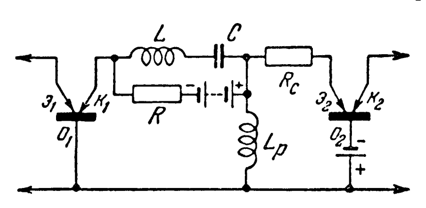
Такое включение резонансной цепи приводит к следующим условиям. Для резонансной частоты эквивалентная схема усилителя приводится к одной из трех эквивалентных схем, показанных на фиг. 76, 77 и 79, в зависимости от того, где выбрана общая точка кристаллического триода: в основании, эмиттере или коллекторе. Реактивные составляющие сопротивлений резонансной цепи на фиг. 81 компенсируются и, следовательно, нагрузкой коллектора является только входное сопротивление $R_{вх}$ второго каскада. Для частоты, отличной от резонанса, цепь LC представляет значительное сопротивление, вследствие чего ток и входное напряжение второго каскада будут спадать по закону резонансной кривой, полоса которой будет определяться затуханием резонансной цепи.

Замена резонансных схем с параллельным включением емкости и индуктивности схемами резонанса с последовательным включением этих параметров лежит в основе построения схем с кристаллическими триодами, аналогичных схемам с электронными лампами. Это основное отличие в построении схем кристаллических триодов приводит к необходимости преобразования остальных параметров схемы. Так, все емкости, включенные в схему последовательно, оказывается необходимым заменить шунтирующими индуктивностями, и обратно. Все шунтирующие сопротивления заменяются сопротивлениями, включенными последовательно, и, обратно, все последовательные сопротивления—

шунтирующими. Причины, вследствие которых возникает такая необходимость, мы рассмотрим на конкретных примерах.

ПРИМЕНЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТРИОДОВ В ЭЛЕКТРОННЫХ СХЕМАХ

Построим прежде всего схему на кристаллических триодах с германием типа n, подобную схеме двухкаскадного резонансного усилителя, показанной на фиг. 80,*a*. Такая схема дана на фиг. 82. Она отличается от схемы фиг. 80,*a* тем, что разделительная емкость C_p заменена индуктивностью L_p, шунтирующей входную цепь второго каскада. Кроме того, шунтирующее сопротивление R_c схемы фиг. 80 включено здесь последовательно в эмиттер. Принципиально последовательное включение резонансной цепи между коллектором первого каскада и эмиттером второго не требует замены разделительной емкости шунтирующей индуктивностью L_p и последовательного включения сопротивления R_c. Но практически требования, связанные с необходимостью включения батареи коллектора, приводят к такой схеме.

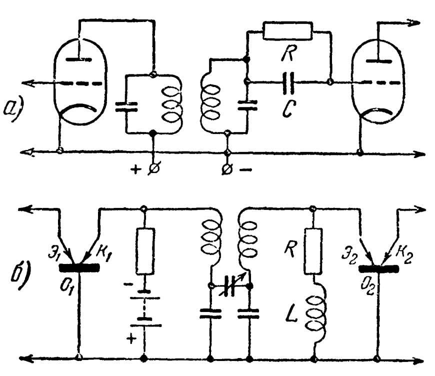


Фиг. 82. Схема двухкаскадного резонансного усилителя на кристаллических триодах с германием типа n.

Включение батареи коллектора показано на фиг. 82. Роль индуктивности L_p состоит в том, чтобы соединить положительный полюс батареи коллектора с основанием o_1 первого кристаллического триода, не создав при этом заметного падения напряжения постоянного тока между эмиттером и основанием второго кристаллического триода. Для этого сопротивление дросселя L_p по постоянному току должно быть очень мало. С другой стороны, дроссель L_p должен представлять высокое реактивное сопротивление для усиливаемой частоты. Сопротивление R_c порядка нескольких десятков ом также служит для уменьшения действия батареи коллектора первого триода на эмиттер второго. Сопротивление R должно быть достаточно большим по сравнению с общим сопротивлением расстроенной резо-

нансной цепи, чтобы батарея коллектора не оказывала на эту цепь шунтирующего действия. Для этого оно должно быть сравнимо или больше емкостного сопротивления конденсатора C или индуктивности катушки L.

Такая схема может действовать, если выходное сопротивление кристаллического триода первого каскада не слишком велико. В противном случае для получения достаточно малого затухания резонансной цепи требуется чрезмерно большое отношение индуктивности к емкости. Это приводит к необходимости включения большой индуктивности и очень малой емкости. Поэтому, как это следует из данных предыдущей главы, кристаллические триоды типа n—p—n, у которых выходное сопротивление весьма велико, в схемах с последовательным включением резонансных цепей должны приводить к худшим результатам, чем кристаллические триоды с точечными контактами.

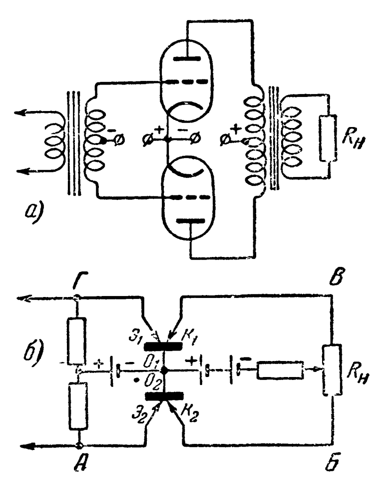


Фиг. 83. Схема лампового усилителя с полосовым фильтром (*а*) и аналогичная ей схема на кристаллических триодах с германием типа n (*б*).

На фиг. 83,*а* показана схема лампового усилителя с полосовым фильтром, а на фиг. 83,*б* — подобная ей схема на кристаллических триодах с германием типа n. Параллельный резонансный контур в аноде лампы заменен последовательным резонансным контуром с высоким отношением индуктивности к емкости в цепи коллектора кристаллического триода. Вторичный контур, представляющий собой параллельный резонансный контур относительно цепи сетка — катод, также заменен последовательной цепью, так что небольшое сопротивление эмиттера не шунтирует контур, а включено в него последовательно. Связь между обоими контурами полосового фильтра осуществлена с помощью конденсатора переменной емкости.

Сопротивление утечки R и емкость C на схеме фиг. 83, *а* преобразуются в схеме с кристаллическими триодами в последовательно соединенные индуктивность L и сопротивле-

ние R, включенные параллельно эмиттеру и основанию. Смысл такого включения состоит в следующем. Сопротивление R создает на сетке лампы небольшое отрицательное смещение. Оно также создает на эмиттере второго кристаллического триода небольшое отрицательное смещение за счет тока эмиттера, который во внешней цепи имеет направление от основания к эмиттеру, если в кристаллическом триоде использован полупроводник типа n. Так как отрицательный потенциал эмиттера должен быть минимальным и ток эмиттера обычно больше тока сетки лампы, то смещающее сопротивление R должно быть невелико. По этой причине последовательно с ним включена большая индуктивность L, предохраняющая резонансную цепь от короткого замыкания и сглаживающая ток через сопротивление.



Фиг. 84. Схема двухтактного лампового усилителя (*а*) и аналогичная ей схема на кристаллических триодах с германием типа n (*б*).

Весьма простой вид приобретает на кристаллических триодах двухтактная схема усилителя класса В. Схема такого усилителя на электронных лампах показана на фиг. 84,*а*, а соответствующая схема на кристаллических триодах дана на фиг. 84,*б*.

Из фиг. 84,*б* видно, что двухтактная схема усилителя на кристаллических триодах может быть осуществлена без трансформаторов. Это обстоятельство связано с принципиальным различием действия электронной лампы и кристаллического триода в такой схеме. В ламповом двухтактном усилителе, работающем в режиме класса В, в течение каждого полупериода одна из ламп заперта, а другая отперта в зависимости от знака потенциала на сетке. В том плече, которое отперто, в течение данного полупериода происходит усиление сигнала. Второе плечо в это время разомкнуто. Напряжение на усилитель в течение каждого полупериода задается между сеткой одной из ламп и катодом, соединенным со средней точкой трансформатора. Сни-

мается напряжение между анодом одной из ламп и средней точкой трансформатора.

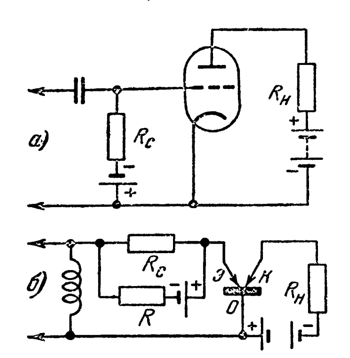
Действие двухтактного усилителя на кристаллических триодах иное. При отсутствии колебаний на эмиттере обоих триодов от батареи задается небольшой положительный потенциал относительно основания. В этом режиме через эмиттер проходит прямой ток, но около контакта все же есть небольшой потенциальный барьер. При значительной амплитуде сигнала, как это имеет место при усилении в режиме класса В, положительная амплитуда напряжения на эмиттере одного из кристаллических триодов полностью уничтожает в нем запирающий слой эмиттера. В течение этого времени сопротивление между коллектором и эмиттером мало и триод не усиливает. Эмиттер второго кристаллического триода получает за эти полпериода напряжение другого знака, т. е. отрицательное. Вследствие отсутствия запирающего слоя около эмиттера первого триода сопротивление между его эмиттером и основанием мало. Поэтому бо́льшая часть приложенного напряжения падает между эмиттером и основанием второго кристаллического триода. Это изменение напряжения вызывает в коллекторе усиленный эффект.

Таким образом, в течение любого полупериода имеется замкнутая цепь тока *АБВГ* (фиг. 84,*б*). Но в течение одного полупериода усиливает первый кристаллический триод, а второй замкнут. В течение следующего полупериода, наоборот, первый замкнут, а второй усиливает. При этом в течение каждого полупериода напряжение между эмиттером и основанием усиливающего кристаллического триода составляет бо́льшую часть задаваемого напряжения сигнала. В ламповой схеме напряжение на сетке лампы всегда равно половине напряжения на вторичной обмотке входного трансформатора. Ввиду этого в двухтактном усилителе на кристаллических триодах нет необходимости в повышающем трансформаторе со средней точкой.

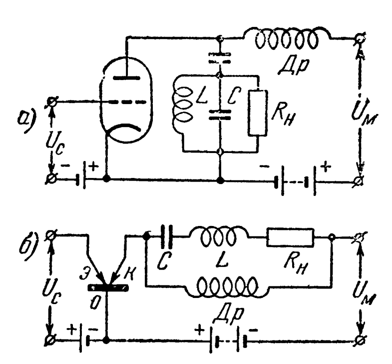
На фиг. 85,*а* приведена схема анодного детектора с трехэлектродной лампой. Аналогичная схема на кристаллическом триоде с германием типа n дана на фиг. 85,*б*. Действие такой схемы основано на том, что зависимость тока коллектора от напряжения на эмиттере содержит нелинейный участок при небольшом прямом токе эмиттера и небольших обратных токах коллектора. Эмиттер при таких

условиях работает с очень малым потенциальным барьером в режиме, очень близком к линейному.

Для получения малого тока коллектора следует выбирать небольшим отрицательный потенциал на коллекторе. Схемы анодного детектирования отличаются от схем сеточного детектирования только введением добавочной батареи в цепь эмиттера, задающей на него небольшой положительный потенциал.



Фиг. 85. Схема анодного детектирования с трехэлектродной лампой (*а*) и аналогичная ей схема на кристаллическом триоде с германием типа п (*б*).



Фиг. 86. Ламповая схема анодной модуляции (*а*) и аналогичная ей схема на кристаллическом триоде с германием типа п (*б*).

Процесс детектирования происходит в запирающем слое коллектора с невысоким потенциальным барьером. Такой режим получается при малом отрицательном напряжении на коллекторе. Метод построения схемы для кристаллического триода тот же, что и в предыдущих примерах.

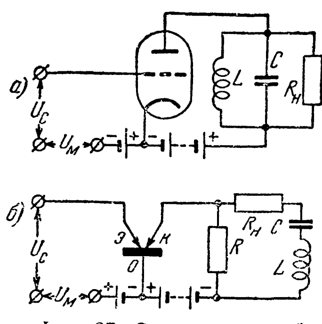
С помощью кристаллического триода могут быть осуществлены схемы маломощных модуляторов. Ламповая схема анодной модуляции изображена на фиг. 86,*а*. Аналогичная ей схема на кристаллическом триоде показана на фиг. 86,*б*.

Ламповая схема и схема на кристаллическом триоде работают в режиме класса С. Модулирующее напряжение $U_м$ включено в ламповой схеме в цепи анода, а в схеме кристаллического триода — в цепи коллектора. Напряжение высокой частоты U_c приложено к эмиттеру.

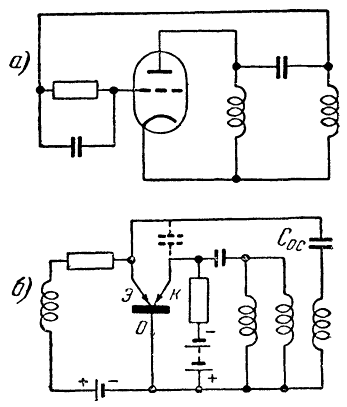
Модуляция в схеме с кристаллическим триодом осуществляется за счет нелинейности цепи коллектора. Отличие

схемы кристаллического триода от ламповой, как и в предыдущих случаях, в том, что параллельный контур заменен последовательным в цепи коллектора. Контур LC шунтирован дросселем *Др* для подачи постоянного напряжения на коллектор.

Подобным же образом можно осуществить с помощью кристаллического триода схему, аналогичную схеме сеточной модуляции. На фиг. 87,*а* показана такая ламповая схема, а на фиг. 87,*б* — схема на кристаллическом триоде. Эта схема действует



Фиг. 87. Схема сеточной модуляции (*а*) и аналогичная ей схема на кристаллическом триоде с германием типа n (*б*).



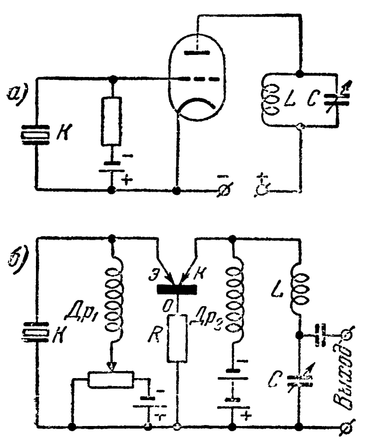
Фиг. 88. Схема лампового генератора (*а*) и аналогичная ей схема на кристаллическом триоде с германием типа n (*б*).

при таком же режиме, как схема, подобная схеме анодного детектора. В схеме с кристаллическим триодом, как и в предыдущих схемах, параллельный контур заменен последовательным. Подача питания на коллектор производится через высокоомное сопротивление R.

В настоящее время опубликован ряд маломощных генераторных схем на кристаллических триодах. На фиг. 88,*а* показана схема лампового генератора, а на фиг. 88,*б* — соответствующая схема на кристаллическом триоде. В ней параллельный контур заменен последовательным в цепи коллектора. Обратная связь с цепью осуществляется через емкость $C_{ос}$.

Как уже указывалось в предыдущей главе, в отличие от схемы с электронной лампой для схемы кристаллического триода с общей точкой в основании отсутствует сдвиг фаз

на 180° между напряжениями коллектора и эмиттера. Поэтому для получения положительной обратной связи в схему введен специальный трансформатор для поворота фазы напряжения обратной связи на 180°. Пунктиром показана емкость, действующая на этой схеме подобно паразитной взаимоиндукции между обеими катушками в ламповой схеме. Конденсатор и сопротивление утечки сетки, как и в предыдущих схемах, заменены последовательно включенными индуктивностью и сопротивлением.



Фиг. 89. Схема лампового генератора с пьезокварцем (*а*) и аналогичная ей схема на кристаллическом триоде (*б*).

Кристаллический триод может быть также использован вместо электронной лампы в схеме пьезокварцевого генератора.

Соответствующие схемы на электронной лампе и кристаллическом триоде даны на фиг 89.

Пьезокварц K включен в цепь сетки на фиг. 89,*а* и в цепь эмиттера на фиг. 89,*б*. Параллельный анодный контур LC в схеме с кристаллическим триодом заменен последовательным. Этот контур настраивается вблизи частоты колебаний пьезокварца. Обратная связь в ламповой схеме осуществляется через внутреннюю емкость лампы сетка — анод, а в схеме с кристаллическим триодом — через сопротивление основания триода и добавочное сопротивление R, включенное в цепь основания.

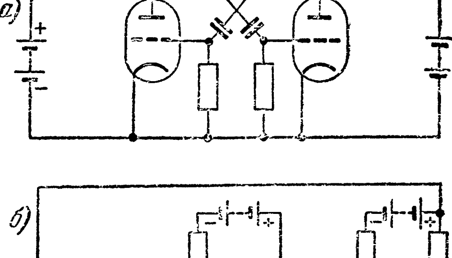
Сопротивление R создает на эмиттере чрезмерно большое постоянное смещение. Для компенсации его на эмиттер подается добавочное смещение обратного знака от специально смещающей батареи через потенциометр.

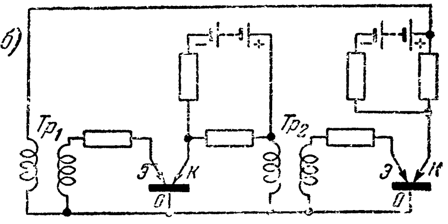
Возможны также и другие способы включения пьезокварца, например в цепь основания или коллектора. Резонансная цепь также может подключаться различным образом. Схема может действовать в зависимости от величины обратной связи в режиме затягивания или в осцилляторном режиме.

Имеется также возможность осуществить на кристаллических триодах схему мультивибратора. На фиг. 90 приведены соответствующие схемы на электронных лампах и кристаллических триодах. Построение схемы произведено по тому же способу, что и в предыдущих случаях. Шунтирующие сопротивления заменены последовательными, и обратно. Последовательно включенные емкости заменены шунтирующими индуктивностями. Для дополнительного поворота фазы на 180° применены специальные трансформаторы $Тр_1$ и $Тр_2$.

В настоящее время опубликованы также различные пусковые схемы на кристаллических триодах, пригодные для применения в пересчетных схемах, применяющихся в счетчиках элементарных частиц.

Недавно была опубликована схема приемника, пригодного для приема на громкоговоритель дальних станций. Приемник состоит из входного каскада и трех каскадов усиления низкой частоты (фиг. 91).





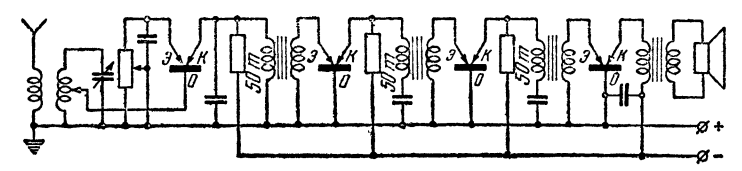
Фиг. 90. Схема симметричного мультивибратора на электронных лампах (*а*) и аналогичная ей схема на кристаллических триодах (*б*).

Входной контур, включенный в цепь основания триода входного каскада, находится под действием обратной связи и может самовозбуждаться. При синхронизации сигнала с частотой собственных колебаний контура возникающее на эмиттере модулированное напряжение детектируется и затем усиливается по низкой частоте тремя каскадами. Сигналы дальних станций нагружают громкоговоритель мощностью 0,3 *вт*.

Из приведенных в настоящей главе различных схем следует, что кристаллический триод уже сейчас получает весьма разнообразные применения. Кристаллический триод может быть использован как усилитель, преобразователь колебаний и генератор. Учитывая то обстоятельство, что кристал-

лический триод был открыт менее 5 лет назад, а также особенно быстрое развитие его применений в течение последних 2 лет, можно ожидать, что в ближайшие годы он станет массовым электронным прибором, во многих случаях заменяющим электронную лампу.

Недостатки кристаллического триода по сравнению с электронными лампами не могут сыграть решающей роли в дальнейших перспективах его внедрения, так как наряду с недостатками он характеризуется исключительными преимуществами, притом эти недостатки сказываются отнюдь



Фиг. 91. Схема приемника на кристаллических триодах.

не при всех применениях. Уже в настоящее время положение таково, что основные трудности применения кристаллических триодов возникают только при необходимости использования их в качестве входного каскада в высокочувствительных усилителях на самых низких частотах и в каскадах, мощность которых превышает несколько ватт. Если даже откинуть эти применения, то все же остается огромная область практического использования кристаллических триодов в различных устройствах массового и переносного типов, где применение их сулит большой выигрыш в стоимости эксплуатации и размерах таких устройств.

Следует учесть и то обстоятельство, что кристаллическими триодами начали заниматься совсем недавно и кристаллический триод представляет с физической точки зрения значительно более сложную систему, чем электронная лампа. Поэтому есть все основания предполагать, что дальнейшие исследования кристаллических триодов приведут к новым результатам, которые позволят снизить их недостатки, повысить достоинства и расширить область их практического использования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Изобретение радио А. С. Попова Сборник под редакцией акад. А. И. Берга (Доклад А. С. Попова на Первом Всероссийском электротехническом съезде в январе 1900 г., стр. 151—167; статья А. С. Попова об усовершенствовании когереров, стр. 206—207), изд. АН СССР, 1945.
2. А. Пужай и В. Гольдберг, «Радио», 1953, № 5, стр. 27.
3. Н. А. Горюнова и А. П. Обухов, «Изв. АН СССР» (сер. физич.), 1952, т. XVI, № 2, стр. 154.
4. В. Е. Лашкарев, «Изв АН СССР» (сер. физич.), 1940, т. V, № 4—5.
5. А. Ф. Иоффе, «Электричество», 1946, № 1, стр. 3—10.
6 Кристаллические детекторы, т. II, изд. «Советское радио», 1950.
7. Кристаллические диоды, «Вопросы радиолокационной техники», 1952, № 2, стр. 41—67.
8. Свойства кристаллических триодов типа $n-p$ (стр. 60—78) и Свойства и применения схем с кристаллическим триодом типа $n-p-n$ (стр. 79—98), «Вопросы радиолокационной техники», 1952, № 1.
9 Кристаллические триоды, «Вопросы радиолокационной техники», 1952, № 2, стр. 68—86.
10. Состояние развития кристаллических триодов, «Вопросы радиолокационной техники», 1953, № 3, стр. 59—82.
11. Применение кристаллических триодов в самолетном оборудовании, «Вопросы радиолокационной техники», 1953, № 3, стр. 83—87.
12. Процессы в кристаллических триодах, «Вопросы радиолокационной техники», 1953, № 1, стр. 5—24.
13. Составление и расчет схем с кристаллическими триодами, «Вопросы радиолокационной техники», 1952, № 4, стр. 78—91.
14. В. С. Вавилов, «Успехи физических наук», 1950, т. X, вып. 1, стр. 120.
15. Кристаллические детекторы, изд. «Советское радио», 1950, т. 1, (А. В. Ржанов, дополнение к книге).

СОДЕРЖАНИЕ

ГЛАВА ПЯТАЯ

Шумы кристаллических диодов

ГЛАВА ШЕСТАЯ

Современные применения кристаллических диодов

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

Кристаллические триоды

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

Параметры кристаллических триодов и основные схемы их включения

ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

Применение кристаллических триодов

Цена 4 р.